

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

PIERRE MATHON

Ingénieur diplômé E. T. P.

1^{re} THÈSE. — Contribution à l'étude des bobines inductives de compensation à dissonance.

2^e THÈSE. — Propositions données par la Faculté :
Tuyères à écoulement non isentropique.

Soutenues le juillet 1938 devant la Commission d'examen.

11 JUIL. 1938

MM. EUGÈNE DARMOIS.... *Président.*

JEAN VILLEY..... } *Examinateurs.*

FRANÇOIS CROZE..... }

ÉVREUX

IMPRIMERIE HENRI DÈVE

4, RUE DU DOCTEUR-GUINDEY, 4

N° D'ORDRE :

47

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

PIERRE MATHON

Ingénieur diplômé E. T. P.

1^{re} THÈSE. — Contribution à l'étude des bobines inductives de compensation à dissonance.

2^e THÈSE. — Propositions données par la Faculté :
Tuyères à écoulement non isentropique.

Soutenues le juillet 1938 devant la Commission d'examen.

MM. EUGÈNE DARMOIS.... *Président.*

JEAN VILLEY..... } *Examinateurs.*
FRANÇOIS CROZE..... }

ÉVREUX

IMPRIMERIE HENRI DÉVÉ

4, RUE DU DOCTEUR-GUINDEY, 4

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire
Doyen

M. MOLLIARD.
C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

Professeurs honoraires

H. LEBESGUE.
A. FERNBACH.
Emile PICARD.
Léon BRILLOUIN.
GUILLET.
PÉCHARD.
FREUNDLER.
AUGER.

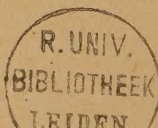
BLAISE.
DANGEARD.
LESPIEAU.
MARCHIS.
VESSIOT.
PORTIER.
MOLLIARD.
LAPICQUE.

G. BERTRAND.
ABRAHAM.
Ch. FABRY.
Léon BERTRAND.
WINTREBERT.
DUBOSCQ.
BOHN.

PROFESSEURS

M. CAULLERY ..	T Zoologie (Evolution des êtres organisés).	H. BÉGHIN	T Mécanique physique et expérimentale.
G. URBAIN.....	T Chimie générale.	FOCH	Mécanique expérimentale et fluides.
Emile BOREL....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.	PAUTHENIER ..	Physique (P.C.B.).
Jean PERRIN ..	T Chimie physique.	DE BROGLIE ...	T Théories physiques.
E. CARTAN.....	T Géométrie supérieure.	CHRÉTIEN	Optique appliquée.
A. COTTON	T Recherches physiques.	P. JOB	Chimie générale.
J. DRACH	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	LABROUSTE	Physique du Globe.
Charles PÉREZ .	T Zoologie.	PRENANT	T Anatomie et histologie comparées.
E. RABAUD ...	T Biologie expérimentale.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
M. GUICHARD ...	Chimie minérale.	COMBES	T Physiologie végétale.
Paul MONTEL ..	T Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	GARNIER	T Mathématiques générales.
L. BLARINGHEM.	T Botanique.	PÉRÈS	Mécanique théorique des fluides.
G. JULIA	T Mécanique analytique et mécanique céleste.	HACKSPILL	Chimie (P.C.B.).
C. MAUGUIN ...	T Minéralogie.	LAUGIER	T Physiologie générale.
A. MICHEL-LÉVY	T Pétrographie.	TOUSSAINT....	Technique Aéronautique.
H. BÉNARD ...	T Mécanique expérimentale des fluides.	M. CURIE	Physique (P.C.B.).
A. DENJOY	T Application de l'analyse à la géométrie.	G. RIBAUD	T Hautes températures.
L. LUTAUD	T Géographie physique et géologie dynamique.	CHAZY	T Mécanique rationnelle.
Eugène BLOCH .	T Physique.	GAULT	Chimie (P.C.B.).
G. BRUHAT	T Physique théorique et physique céleste.	CROZE.....	Recherches physiques.
E. DARMOIS ...	T Enseignement de Physique.	DUPONT	T Théories chimiques.
A. DEBIEINE ...	T Physique générale et radioactivité.	LANQUINE	T Géologie structurale et géologie appliquée.
A. DUFOUR	T Physique (P.C.B.).	VALIRON	Mathématiques générales.
L. DUNOYER ..	Optique appliquée.	BARRABÉ	Géologie structurale et géologie appliquée.
A. GUILLERMOND	T Botanique.	MILLOT.....	Biologie animale (P.C.B.).
M. JAVILLIER ..	T Chimie biologique.	F. PERRIN	Théories physiques.
ROBERT-LÉVY ..	T Physiologie comparée.	VAVON	Chimie organique.
F. PICARD	Zoologie (Evolution des êtres organisés).	G. DARMOIS ...	Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique.
Henri VILLAT ..	T Mécanique des fluides et applications.	CHATTON	T Biologie maritime.
Ch. JACOB	T Géologie.	AUBEL.....	Chimie biologique.
P. PASCAL	T Chimie minérale.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et Géologie dynamique.
M. FRÉCHET ...	T Calcul différentiel et Calcul intégral.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.....	Physique générale et Radioactivité.
E. ESCLANGON .	T Astronomie.	PLANTEFOL....	Biologie végétale (P.C.B.).
M ^{me} RAMART-LUCAS	T Chimie organique.	CABANNES.....	Enseignement de Physique.
		GRASSÉ.....	Biologie animale (P.C.B.).
		PRÉVOST	Chimie (P.C.B.).

Secrétaire A. PACAUD.
Secrétaire honoraire D. TOMBECK.



A MA MÈRE

AVANT-PROPOS

Cette étude présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris a pour but de contribuer à la résolution du problème de la compensation du courant de terre dans les réseaux à haute tension.

Le mode de compensation que nous étudions tout spécialement est le procédé de protection du point neutre des réseaux triphasés par la bobine inductive d'extinction d'arc à dissonance.

Nous tenons tout particulièrement à remercier M. E. Darmois, Professeur de Physique générale à la Faculté des Sciences, sous la haute direction de qui nous effectuâmes nos recherches, ainsi que M. J. Villey, Professeur de Mécanique Physique et Expérimentale et M. F. Croze, Professeur de Physique, qui ont bien voulu s'intéresser à notre travail.

Nos recherches expérimentales furent effectuées à Cachan, au laboratoire de l'école spéciale des Travaux Publics obligeamment mis à notre disposition par M. le Directeur Léon Eyrolles à qui nous exprimons ici toute notre reconnaissance.

Nous prions M. Louis Barbillion, Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble qui nous a guidé de ses précieux conseils, de trouver ici l'expression de notre respectueuse gratitude.

Nous adressons nos plus vifs remerciements à MM. les Ingénieurs de la compagnie Electro-Mécanique et particulièrement à M. Petitdidier qui nous communiqua de nombreuses et précieuses indications.

Enfin nous avons encore à remercier M. O. Yadoff, chef du service de recherches au laboratoire de l'école des Travaux Publics, qui nous guida dans nos travaux.

HISTORIQUE

DE LA COMPENSATION DU COURANT DE TERRE PAR BOBINE D'EXTINCTION

Le principe même de l'extinction d'arc par bobine de réactance fut proposé dès 1893 par le savant français, Georges Claude. Cette solution fut d'ailleurs expérimentée sur le réseau monophasé des Halles de Paris, en vue d'éviter les dangers de contacts accidentels entre le corps humain et les conducteurs de la distribution à haute tension.

Mais ce fut environ vingt ans après que l'électricien, W. Petersen publia, dans la revue allemande *Electrotechnische Zeitschrift* en particulier, une série d'articles concernant l'emploi des bobines inductives dans la compensation du courant de terre résultant d'une mise à la terre accidentelle dans les réseaux triphasés à haute et moyenne tension. Depuis lors, de nombreux électriciens, parmi lesquels il faut citer, F. Noether et A. Van Gastel, contribuèrent à l'étude de ce problème.

Ce système de compensation paraît pour le moment définitivement adopté en Allemagne. L'opinion française sur ce sujet est assez indécise, quant à celle des pays anglo-saxons, elle semble en général lui être assez hostile. D'ailleurs quelques chiffres tirés du rapport de W. Schafer à la Conférence Internationale des grands réseaux électriques à haute tension, session 1937, nous indiquent que sur 1.752 bobines installées à cette époque dans le monde, l'Allemagne en possédait 1.036, les pays scandinaves 155, la France 38 et les Etats-Unis d'Amérique 6.

INTRODUCTION

Depuis quelque temps le problème de la production de l'énergie électrique a complètement changé d'aspect. En effet jusqu'à ces dernières années, le problème de la production de l'énergie électrique était à peu près uniquement local, le centre de consommation étant généralement à faible distance de l'usine génératrice. Il n'en est plus ainsi à l'heure actuelle, car étant donné l'extension croissante que prennent les industries électriques nécessitant des interconnexions de plus en plus nombreuses, les réseaux tendent de plus en plus à accroître leur superficie et par conséquent la longueur totale des différents tronçons de lignes qui les composent. Une des premières conséquences de cet état de choses est l'augmentation du courant de terre proportionnellement à la longueur de la ligne. En effet des réseaux, dont la longueur totale atteint 700 à 800 km. ne sont pas rares et en cas de mise à la terre survenant sur ces réseaux, le courant de terre peut prendre des valeurs considérables. Dans ce cas, même en admettant que le point neutre du réseau soit isolé, la phase du transformateur correspondant n'étant donc pas court-circuitée, des dissymétries importantes apparaîtront, susceptibles d'entraîner un déclenchement du réseau.

Ces mises à la terre accidentelles proviennent généralement d'un défaut d'isolement dans les lignes aériennes. En effet, les défauts d'isolement sont assez rares dans l'appareillage des centrales et des sous-stations, où il est possible d'utiliser un matériel isolant de qualité supérieure, et où de plus l'influence des conditions météorologiques est sensiblement réduite. Par contre le long des lignes aériennes les probabilités de mise à la terre sont considérablement augmentées.

En particulier les isolateurs supportant les conducteurs sous tension peuvent être détériorés pour plusieurs raisons, par exemple par rupture mécanique provenant d'une surcharge du conducteur due à des dépôts de givre sur les lignes, ou par suite de variations de température. D'autre part, dans les agglomérations industrielles les résistances d'isolement des isolateurs peuvent être littéralement court-circuitées par des dépôts de sels et de suie. Des surtensions momentanées dues à des phénomènes de

régime transitoire et encore bien plus les coups de foudre directs ou indirects peuvent faire perdre aux isolateurs leur pouvoir isolant. Enfin la couche d'air isolant le conducteur du sol ou d'un pylone lui-même à la terre peut encore être mise en court circuit par un corps quelconque, une branche d'arbre par exemple.

Les causes de mise à la terre sont donc nombreuses et elles seront d'autant plus susceptibles de se produire que le réseau aura plus d'étendue. Il est à noter que ces causes de perturbations seront à peu près impossibles à éliminer.

L'accroissement de la longueur totale des lignes d'un réseau a donc un double effet sur le fonctionnement de celui-ci, car il a pour conséquence d'accroître les probabilités de mise à la terre, mais aussi d'aggraver les effets de ces mises à la terre et en particulier d'élever la valeur du courant de terre. Il devient donc nécessaire d'employer un dispositif permettant de compenser le courant capacitif développé au point de défaut par la mise à la terre. La mise à la terre du point neutre du réseau par l'intermédiaire d'une inductance permet de réaliser cette compensation. Les premiers appareils, basés sur ce principe, type Petersen, étaient calculés pour une compensation complète du courant capacitif d'où leur nom bobine à résonance. Mais il est également possible de ne pas compenser entièrement le courant de terre, procédé d'ailleurs préférable à différents points de vue. C'est ce principe qui conduit à l'emploi des bobines inductives à dissonance.

Dans l'étude d'un réseau dont le point neutre se trouve protégé par une bobine d'inductance, les deux principales grandeurs à connaître sont la tension du point neutre et le courant résiduel circulant au point de défaut. D'ailleurs la valeur de ce courant résiduel se détermine assez facilement par la connaissance de la tension aux bornes de la bobine, c'est-à-dire de la tension du point neutre. C'est pourquoi le but principal de la présente étude se trouve être la recherche de la tension du point neutre dans les différents cas principaux pouvant se présenter dans le fonctionnement de la bobine d'inductance.

Contribution à l'étude des bobines inductives de compensation à dissonance

CHAPITRE PREMIER

GÉNÉRALITÉS

CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES SUR LES DÉFAUTS DE SYMÉTRIE

SYSTÈME A CONSTITUTION SYMÉTRIQUE

Considérons une ligne triphasée idéale alimentée par un transformateur dont l'enroulement haute tension soit couplé en étoile et dont les tensions des phases à vide soient égales entre elles. Les trois conducteurs de cette ligne sont identiques, parallèles entre eux et disposés de la même façon par rapport au sol. Cette hypothèse entraîne la conséquence suivante : les impédances et les capacités C_R , C_S , C_T (1) des trois phases R, S, T par rapport au sol sont égales entre elles :

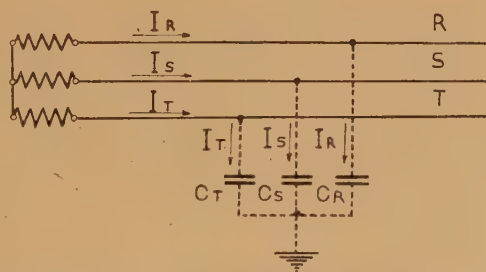


Fig. 1. — Côte haute tension d'une ligne triphasée à point neutre isolé.

$$C_R = C_S = C_T = C \text{ (fig. 1).}$$

(1) Ainsi qu'il est d'un usage fréquent les capacités C_R , C_S , C_T sont ici supposées concentrées chacune en un point et non réparties uniformément le long de la ligne.

- Ces capacités, montées en étoile, engendrent en marche normale les courants I_R , I_S et I_T dont la somme géométrique est nulle et de ce fait ne produit aucune perturbation dans la ligne.

$$\vec{I}_R + \vec{I}_S + \vec{I}_T = 0.$$

En cas de mise à la terre du point neutre aucun courant ne circulera en ce point, dans le cas contraire le potentiel du point neutre par rapport à la terre restera nul.

La constitution d'un tel système est bien symétrique.

SYSTÈME DISSYMMÉTRIQUE

Supposons qu'un défaut d'isolement vienne à se produire sur l'une des phases, la phase T par exemple. Le condensateur fictif C_T , correspondant

au conducteur endommagé, sera court circuité. La dissymétrie du système apparaît alors nettement. En effet au point défectueux il circulera un courant de terre I_t défini par la relation suivante :

$$\vec{I}_t = \vec{I}_R + \vec{I}_S.$$

Ce courant de terre circulera à travers le point de contact avec la terre, les enroulements sains du transformateur, ainsi que dans les conducteurs non avariés jusqu'au point de défaut.

La figure 2 représente les courants et les tensions conformément au schéma de la figure 3. Dans ce cas la tension par rapport à la terre des conducteurs non avariés, augmente et atteint

la valeur composée $U\sqrt{3}$ U étant

la tension simple d'une phase. Les courants I_R et I_S décalés respec-

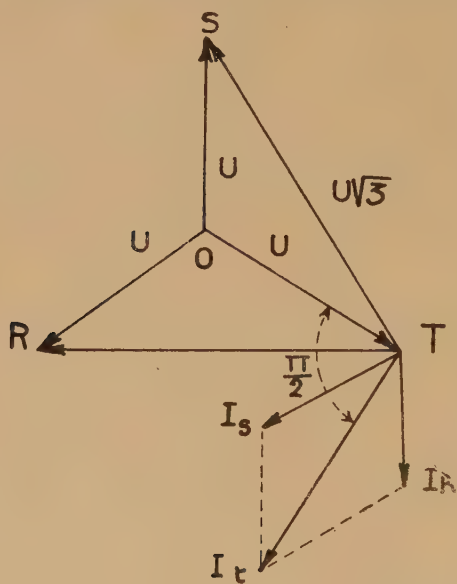


Fig. 2. — Représentation vectorielle d'une mise à la terre au point T.

tivement en avant de $\frac{\pi}{3}$ sur les tensions composées $U_{ST} \sqrt{3}$ et $U_{RT} \sqrt{3}$ auront chacun la même valeur absolue.

$$I_R = I_S = C \omega U \sqrt{3}$$

de sorte que leur résultante géométrique sera égale à $3 C \omega U$ et décalée de $\frac{\pi}{2}$ en avant sur la tension simple de la phase endommagée.

D'autre part les courants en service normal, sous tension constante d'alimentation, que nous supposons sans influence appréciable sur les

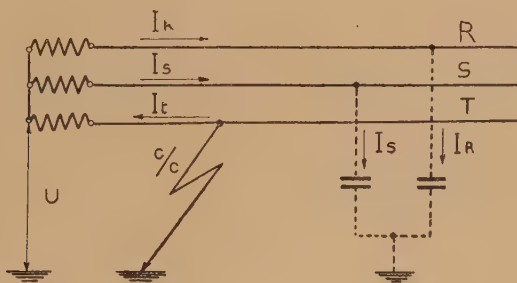


Fig. 3. — Côté haute tension d'une ligne triphasée dont une phase est à la terre.

phénomènes résultant de la mise à la terre, ne seront pas pris ici en considération.

Les considérations précédentes, valables en cas de mise à la terre de la phase T, sont valables, bien entendu, en cas de mise à la terre sur l'une des deux phases R ou S ;

Le problème que nous venons d'exposer n'est d'ailleurs qu'un cas particulier d'un phénomène beaucoup plus général, celui de la dissymétrie des trois capacités C_R , C_S et C_T entre phases et terre. En effet, court-circuiter la capacité C_T revient en somme à rendre celle-ci infinie. Or nous savons que toute dissymétrie dans les valeurs respectives des capacités C_R , C_S et C_T entraîne une élévation de tension du point neutre par rapport au sol. Cette surtension est d'ailleurs une fonction des rapports $\frac{C_R}{C_S}$ et $\frac{C_S}{C_T}$ et de la somme des capacités $C_R + C_S + C_T = 3 C$.

PROTECTION CONTRE LES INCONVÉNIENTS RÉSULTANT DES DISSYMMÉTRIES

Les moyens de protection peuvent être classés en deux groupes distincts. Le premier groupe comprend tous les moyens qui peuvent servir à limiter une terre franche sans pour cela changer en aucune manière le mode de couplage du point neutre du réseau, le second comprend les modes de connexion de ce point neutre. Au premier groupe appartiennent les disjoncteurs et les commutateurs automatiques de mise à la terre, relais d'intensité, en somme tous les dispositifs permettant de déceler ou de limiter les défauts sans toutefois y remédier. Au second groupe appartiennent les dispositifs permettant de remédier aux incon vénients résultant des dissymétries. Ce sont :

- 1° la mise à la terre directe du point neutre ;
- 2° la mise à la terre du point neutre par l'intermédiaire d'une résistance ;
- 3° la mise à la terre inductive du point neutre.

C'est ce dernier mode de protection qui fait l'objet de la présente étude.

Avant d'aborder cette question nous considérerons brièvement les deux premiers modes de connexion du point neutre, en laissant de côté le premier groupe de protections sortant du cadre de notre étude.

MISE A LA TERRE DIRECTE DU POINT NEUTRE D'UNE LIGNE TRIPHASÉE

Soient Z_0 , Z_d et Z_i les impédances homopolaire, directe et inverse d'un transformateur, dont le point neutre est relié directement à la terre, et E la f. é. m.

En appliquant la méthode de Fortescue (1) nous obtenons les expressions suivantes pour les tensions :

$$\left\{ \begin{array}{l} U_0 = -Z_0 I_0 \\ U_d = E - Z_d I_d \\ U_i = -Z_i I_i \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} I_1 = I_0 + I_d + I_i \\ I_2 = I_0 + a^2 I_d + a I_i = 0 \\ I_3 = I_0 + a I_d + a^2 I_i = 0 \end{array} \right.$$

(1) Cette méthode due au physicien américain M. Fortescue permet dans certains cas d'éviter les calculs complexes et laborieux des méthodes classiques. Elle consiste en somme en un changement de variable. Le système de trois vecteurs quelconques dissymétriques est remplacé par un ensemble de trois systèmes symétriques, ceux-ci devenant les inconnues auxiliaires du problème.

d'où $I_0 = I_d = I_i$, le courant de terre est le triple du courant homopolaire $I_t = 3 I_0$ et la tension résultante au point de défaut est nulle on a :

$$U_0 + U_d + U_i = 0$$

soit :

$$I_t = I_1 = \frac{3 E}{Z_0 + Z_d + Z_i} = \frac{3 E}{\Sigma Z}.$$

D'autre part $U_0 = - Z_0 I_0$ peut s'écrire $U_0 = - E \frac{Z_0}{\Sigma Z}$. Par suite le courant $I_0 = \frac{E}{\Sigma Z}$ a le signe de la f.é.m. E et est donc dirigé de la source vers le point de défaut c'est-à-dire dans le même sens que la composante directe du courant. Le défaut peut être alors regardé comme une source négative de valeur $- E \frac{Z_0}{\Sigma Z}$. Il y a une relation directe entre le courant traversant le fil neutre et la tension homopolaire U_0 . Les puissances mises en jeu auront respectivement les valeurs :

$$P_0 = - Z_0 \left(\frac{E}{\Sigma Z} \right)^2 \quad P_d = (Z_0 + Z_i) \left(\frac{E}{\Sigma Z} \right)^2$$

et

$$P_i = - Z_i \left(\frac{E}{\Sigma Z} \right)^2.$$

On voit que :

$$P_d = - (P_0 + P_i).$$

Soit un système quelconque de trois vecteurs $A_1 A_2$ et A_3 . Posons :

$$\begin{cases} A_1 = A_0 + A_d + A_i \\ A_2 = A_0 + a^2 A_d + a A_i \\ A_3 = A_0 + a A_d + a^2 A_i \end{cases}$$

où :

$$a = e^{+j \frac{2\pi}{3}}.$$

$A_0 A_0 A_0$ est un système de 3 vecteurs égaux et parallèles, dit « système homopolaire ».

$A_d, a^2 A_d, a A_d$ représente un système de 3 vecteurs égaux décalés de $2 \frac{2\pi}{3}$, dit « système direct ».

$A_i, a A_i, a^2 A_i$ représente un système analogue au précédent, mais dont l'ordre de succession des vecteurs est inverse d'où sa désignation « système inverse ».

Réciproquement le système I permet d'expliciter les variables : $A_0 A_d A_i$

$$\begin{cases} A_0 = 1/3 (A_1 + A_2 + A_3) \\ A_d = 1/3 (A_1 + a A_2 + a^2 A_3) \\ A_i = 1/3 (A_1 + a^2 A_2 + a A_3) \end{cases}$$

Tout système de grandeurs électriques représenté par trois vecteurs dissymétriques tels que courants, tensions ou impédances peut être calculé par cette méthode.

Ceci veut dire que la dissymétrie du système provoque une circulation d'une puissance directe P_d dirigée de la source vers le défaut, tandis que les puissances P_0 et P_i sont transportées en sens inverse. Ces formules interprètent l'état électrique d'une ligne triphasée considérée lors d'un court-circuit monophasé à la terre.

L'inconvénient principal d'une mise à la terre directe du point neutre consiste en ce que chaque mise à la terre d'une phase produit un court-circuit franc de la phase endommagée et nécessite le déclenchement de la ligne toute entière. De plus, si les deux enroulements du transformateur sont montés en étoile, la charge capacitive résultant d'une terre conduira à un déséquilibre magnétique aggravant l'augmentation de tension des phases saines. Le but de la protection, c'est-à-dire le maintien des tensions par rapport à la terre à une valeur voisine de la normale, ne serait donc pas atteint.

MISE A LA TERRE DU POINT NEUTRE. PAR L'INTERMÉDIAIRE D'UNE RÉSISTANCE

En cas de mise à la terre du point neutre par une résistance ohmique, le courant de terre est inférieur à celui circulant en cas de mise à la terre directe, mais il sera toutefois plus grand que dans le cas du point neutre isolé. La résistance de mise à la terre au point neutre étant convenablement calculée, les surtensions sont notablement réduites. Le physicien allemand Petersen a d'ailleurs donné la valeur optimum de cette résistance.

Mais l'expérience a prouvé que les conséquences d'un courant de terre trop élevé (ruptures de lignes, échauffements et endommagements d'isolateurs) sont plutôt renforcées. De toutes façons ce procédé ne compense pas la composante capacitive du courant de terre, c'est pourquoi l'on a été tout naturellement amené à la mise à la terre inductive.

MISE A LA TERRE INDUCTIVE

Le principe, ainsi que nous venons de voir, en est simple : compenser la composante capacitive du courant de terre. En cas de compensation complète, la bobine est dite à résonance, type Petersen ; dans le cas contraire, elle est dite à dissonance, type Brown-Boveri. Celle-ci fait précisément l'objet de la présente étude. Cette question étant par elle-même très étendue, nous avons dû nous borner à quelques problèmes particuliers.

INSTALLATION EXPÉRIMENTALE

Sur le polygone de l'Ecole des Travaux Publics à Cachan, nous avons utilisé une ligne double triphasée, isolée à 10.000 volts et disposée sur cinq poteaux de 8 mètres distants de 15 mètres. L'une des deux lignes était

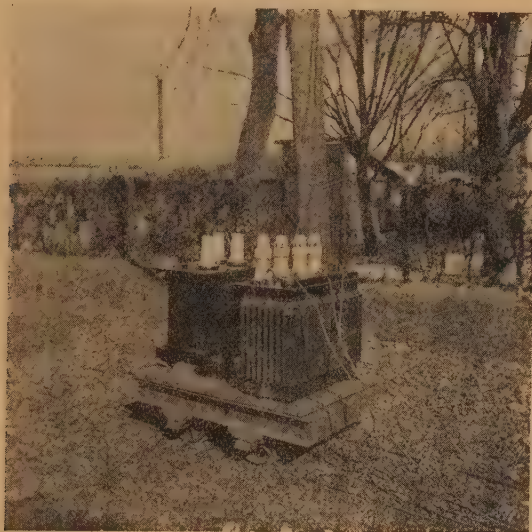


Fig. 4. — Bobine d'extinction 7,2 KVA et transformateur 110 V : 2500 V.
(Réseau d'essais du laboratoire de l'école spéciale des travaux Publics.)

alimentée par un transformateur triphasé de la Compagnie Electro-Mécanique. Ses caractéristiques étaient les suivantes :

Fréquence : 50 p : s enroulement triangle du côté basse tension et étoile du côté haute tension.

Tension primaire 115 volts. Tension secondaire 2.500 volts composée.

Puissance apparente 7,2 KVA. Pertes 70 Watts.

Deux prises supplémentaires du côté haute tension permettaient de prendre sur chaque phase + 10 p. 100 ou — 10 p. 100 de la tension simple.

Au point neutre de ce transformateur pouvait être connectée une bobine inductive d'extinction d'arc susceptible de supporter une puissance appa-

rente de 7,2 KVA pendant deux heures et isolée pour 6.000 volts (fig. 4). Cette bobine comportait deux prises pouvant laisser passer respectivement 5 A et 2,5 A sous une tension de 1.440 volts. Pour une tension supérieure à la tension nominale cette bobine se saturait assez rapidement, ce qui convenait particulièrement pour une partir des essais envisagés. Pour s'en rendre compte il suffit d'examiner les caractéristiques de la figure 5.

La seconde ligne pouvait être alimentée à l'aide de trois transformateurs monophasés, dont la puissance était de 3 KVA pour chacun d'eux. La tension primaire était 115 V. le rapport de transformation 24. Les enroulements haute et basse tension pouvaient à volonté être couplés en étoile ou en

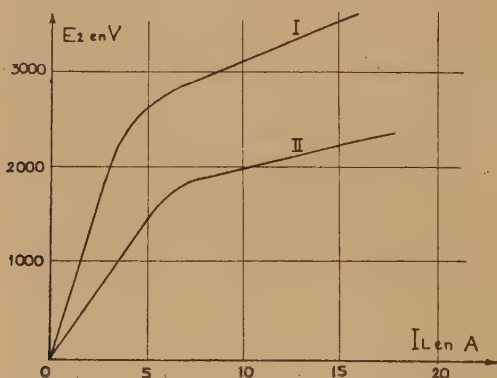


Fig. 5. — Caractéristiques magnétiques des 2 prises de la bobine inductive représentée fig. 4.

triangle. D'ailleurs nous pouvions faire varier la tension d'alimentation, à l'aide d'un rhéostat triphasé, de 0 à 115 volts. L'énergie était fournie par le réseau local, l'analyse harmonique de la tension de ce réseau montrait que celle ci était très sensiblement sinusoïdale à part un harmonique 21 de très faible amplitude.

A l'autre extrémité de la ligne était disposée une batterie de 40 condensateurs d'une puissance de 0,75 KVA pour 500 V., ce qui correspondait à une capacité d'environ 10 microfarads. Cette capacité était d'ailleurs sensiblement constante pour une gamme de tensions allant de 250 V. à 750 V. Nous pouvions de cette façon réaliser des capacités variant entre 1 et 10 microfarads, en couplant de différentes manières un petit nombre de condensateurs. A titre indicatif les capacités correspondant à la réso-

nance des deux prises de la bobine étaient respectivement de 2 à 4 microfarads, ce qui faisait à peu près une réactance de capacité de 600 et 300 ohms.

D'autre part nous avons disposé deux prises de terre, une à chaque extrémité de la ligne, la première afin d'opérer la mise à la terre directe d'une phase d'une des deux lignes, la seconde pour relier à la terre les bornes de sortie des condensateurs devant figurer les capacités de la ligne par rapport au sol. Pour assurer un contact aussi bon que possible avec le sol, nous avons réalisé les deux prises de terre avec des tubes d'acier de 30 millimètres de diamètre et 60 centimètres de longueur. Nous avons

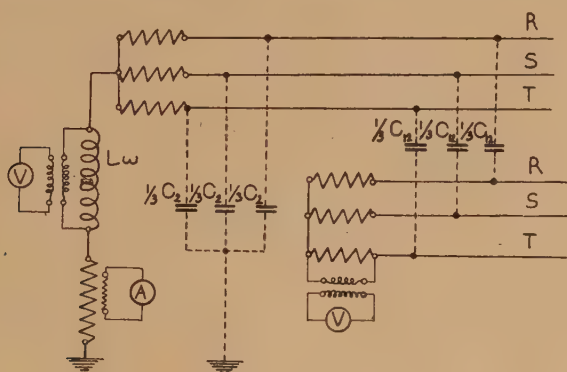


Fig. 6. — Montage utilisé pour l'étude de l'influence réciproque de 2 lignes.

utilisé 6 tiges disposés suivant les génératrices d'un prisme dont la section normale hexagonale avait 60 centimètres de côté, dans un mélange de charbon et de sel. Les sommets des tiges étaient reliés au fil de terre par l'intermédiaire de conducteurs de cuivre de 3 mm. de diamètre. La résistance de terre ainsi réalisée était de 14 ohms pour l'ensemble des deux prises, valeur mesurée dans les conditions des essais, c'est-à-dire, en courant alternatif et sous des tensions relativement faibles. D'ailleurs des mesures faites à l'aide d'un ohmètre à pile ont sensiblement donné la même valeur, valeur suffisamment faible pour le genre d'essais à effectuer.

Le matériel de mesure utilisé se composait de deux transformateurs de tension (rapport 30) branchés aux bornes de la bobine inductive et sur la phase du transformateur mise à la terre, deux voltmètres 150 volts. D'autre part un transformateur de courant de rapport 5 permettait à

l'aide d'un ampèremètre 5-10 ampères de mesurer les courants traversant la bobine. La figure 6 représente d'ailleurs un exemple de montage utilisé, celui des essais sur l'influence réciproque de deux lignes, ainsi que la disposition du matériel.

Ce dispositif permettait l'étude des tensions aux bornes de la bobine d'extinction en fonction du degré de surcompensation ou de sous-compensation du courant de terre.

CHAPITRE II

ÉTUDE DE LA MISE A LA TERRE INDUCTIVE DU POINT NEUTRE

UTILISATION DE LA BOBINE SES DIVERS MODES DE FONCTIONNEMENT

La mise à la terre inductive du point neutre est toujours à envisager si une élévation du potentiel par rapport au sol du point neutre est susceptible de se produire, car ce procédé permet de réduire notablement la composante capacitive du courant de terre ainsi que la surtension du point neutre.

Seule d'ailleurs la compensation à l'aide de la bobine inductive du courant de fréquence fondamentale s'impose. Quant aux harmoniques du courant de fréquence fondamentale, s'ils existent, on les compense actuellement à l'aide de filtres disposés soit entre phases et terre, soit entre point neutre et terre.

Nous pourrions donc supposer dans cette étude la présence d'une seule fréquence, la fréquence normale d'utilisation du réseau considéré.

D'autre part nous allons considérer uniquement les perturbations en régime permanent, les trois phases du réseau étant enclenchées. Nous laisserons donc de côté les perturbations provoquées par des ruptures dissymétriques des phases, ainsi que tous les phénomènes en régime transitoire.

Les principaux cas susceptibles de provoquer la mise en service effectif de la bobine, sont alors au nombre de trois.

Ce sont les suivants :

1° Mise à la terre franche d'une phase d'un réseau à capacités symétriques.

2° Asymétrie dans les valeurs des capacités entre phase du réseau et la terre.

3° Dissymétrie transmise au réseau considéré par influence réciproque de deux lignes.

Dans ces trois cas l'étude de la protection d'un réseau triphasé par le moyen de la mise à la terre inductive, peut se faire de deux manières différentes, suivant que l'on considère le réseau comme étant protégé ou comme devant être protégé. En d'autres termes, dans ce dernier cas, les caractéristiques du réseau, capacités entre phase et terre, résistances de pertes, etc..., sont supposées avoir des valeurs constantes bien déterminées, alors que la variable prise est l'inductance $L\omega$ de la bobine. Dans l'autre cas, au contraire, les caractéristiques de la bobine sont supposées constantes, ce sont alors les caractéristiques du réseau qui varient. Ce dernier cas correspond bien à la pratique.

En effet les caractéristiques d'un réseau ne sont pas des grandeurs constantes, les capacités entre phases et terre peuvent varier par suite du déclenchement de certains tronçons de ligne, les résistances de pertes en particulier sont sujettes à variation étant fonction de l'état hygrométrique de l'air, de la tension, etc. D'une manière tout à fait générale, nous pourrions considérer la tension du point neutre et le courant résiduel au point de défaut comme fonction du degré de dissonance de la bobine, d'abord à inductance variable et ensuite à capacitances variables.

PROTECTION D'UN RÉSEAU A CAPACITÉS SYMÉTRIQUES

Considérons un réseau triphasé dont le point neutre soit mis à la terre

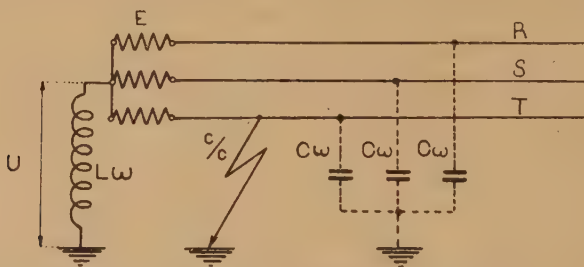


Fig. 7. — Côté haute tension d'une ligne triphasée. Le point neutre est mis à la terre par l'intermédiaire d'une bobine inductive. Terre franche sur la phase T.

par l'intermédiaire d'une bobine inductive, figure 7. Soit C la capacité d'une phase par rapport à la terre, ω la pulsation correspondant à la fré-

quence d'utilisation, $L\omega$ l'inductance de la bobine, U la tension simple du réseau.

En cas de mise à la terre franche d'une des trois phases, la bobine inductive se trouve soumise à la tension simple du réseau, la résultante des deux courants capacitifs des phases saines est égale à $3 C\omega U$, la troisième capacité se trouve court-circuitée. D'autre part le courant inductif I_L qui passe dans la bobine est égal à $\frac{U}{L\omega}$. En négligeant les résistances, le

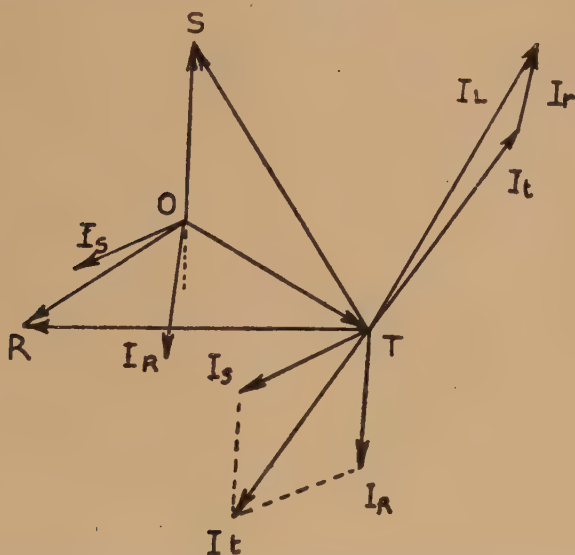


Fig. 8. — Diagramme vectoriel de la compensation du courant de terre I_L .

courant résiduel I_r résultant du courant inductif et du courant capacitif, sera donc

$$I_r = \left(3 C \omega - \frac{1}{L \omega} \right) U.$$

Dans le cas où la composante capacitive est complètement compensée par le courant inductif de la bobine, le courant résiduel est alors nul, en théorie tout au moins,

nous avons : $3 C \omega = \frac{1}{L \omega}$ et la bobine est dite accordée en résonance,

Lorsque $\frac{1}{L\omega}$ est différent de $3C\omega$ la bobine est dite à dissonance, et le degré de dissonance ε est défini par la relation suivante :

$$\frac{1}{L\omega} = 3C\omega(1 + \varepsilon).$$

Dans la pratique le courant de terre I_t , le courant développé dans la bobine I_L , et le courant résiduel possèdent tous trois des composantes actives et réactives. Nous avons alors $\vec{I}_L = \vec{I}_t + \vec{I}_r$ relation vectorielle et non plus algébrique comme précédemment, néanmoins la définition du degré de dissonance reste la même. Le schéma de la figure 8 donne la représentation vectorielle de ce phénomène dans le cas de résistances

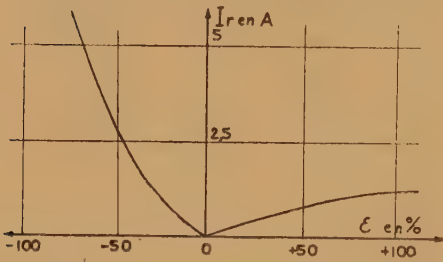


Fig. 9. — Variations du courant résiduel en fonction du degré de dissonance, l'inductance de la bobine étant constante.

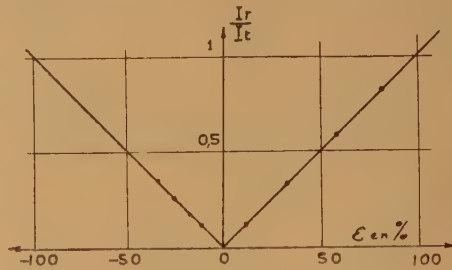


Fig. 10. — Variations du rapport du courant résiduel au courant de terre d'un réseau protégé par une bobine d'inductance variable en fonction du degré de dissonance.

non négligeables. Il en résulte que le courant de terre n'est pas entièrement compensable. En effet, en cas de résonance, le courant résiduel I_r sera égal à la composante active du courant de terre.

Si nous négligeons les résistances, qui ne sont d'ailleurs appréciables la plupart du temps qu'en cas de résonance, les données de la protection d'un réseau, dont le point neutre est protégé par une bobine inductive, en cas de mise à la terre, sur l'une des phases sont les suivantes :

1^o La différence de potentiel entre le point neutre et le sol se trouve être égal à la tension simple du réseau.

2^o Entre le point de défaut et à la terre il circule un courant résiduel, dont la valeur est sensiblement :

$$I_r = \varepsilon 3C\omega U \quad \text{ou} \quad I_r = \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon} \frac{U}{L\omega}$$

suivant que l'on considère l'inductance ou la capacitance comme variant avec le degré de dissonance ε . Les figures 9 et 10 représentent d'ailleurs l'allure théorique des courbes représentatives de ces fonctions.

D'autre part la figure 11 reproduit les résultats expérimentaux obtenus sur notre réseau d'essai triphasé 50 périodes, tension composée 2.500 volts, les caractéristiques de la bobine connectée au point neutre étaient 1.440 volts et 2,5 ampères. La variation du degré de dissonance était obtenue par l'adjonction de condensateurs entre phases et terre. Les courbes ne diffèrent de celle de la figure 9 qu'aux environs de la résonance, de plus la tension du point neutre varie légèrement dans la zone des charges capacitives du transformateur d'alimentation.

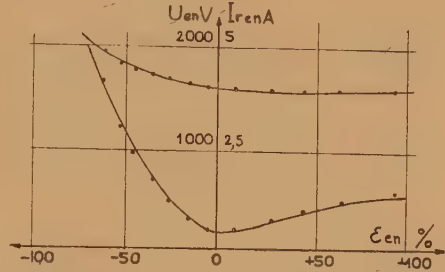


Fig. 11. - Courbes expérimentales obtenues sur notre réseau d'essais.

INFLUENCE DE L'ASYMÉTRIE DES CAPACITÉS

Il arrive fréquemment dans certains réseaux que la disposition des conducteurs par rapport au sol ne soit pas symétrique. De ce fait les capacités des trois phases par rapport au sol ne sont plus égales entre elles. Cette asymétrie possède une grande influence sur le fonctionnement du réseau, tant en régime normal, qu'en cas de mise à la terre sur l'une des phases. Nous allons examiner ce phénomène dans les différents cas susceptibles d'être envisagés.

RÉGIME NORMAL

Une des premières conséquences de cette asymétrie est le déplacement de la tension du point neutre en régime normal. En effet, considérons le schéma de la figure 7. Soit C_R , C_S et C_T les capacités respectives des trois phases R, S, T. Soit U la tension du point neutre O du transformateur d'alimentation du réseau, c'est-à-dire la différence de potentiel aux bornes de la bobine inductive. Soit E la tension simple du réseau et I_R , I_S , I_T les

courants circulant entre chaque conducteur et le sol. Nous aurons en appliquant la loi de Kirchhoff aux 3 circuits de la figure 7.

$$\begin{cases} U + E + \frac{I_R}{C_R \omega} = 0 \\ U + a E + \frac{I_S}{C_S \omega} = 0 \\ U + a^2 E + \frac{I_T}{C_T \omega} = 0. \end{cases}$$

où a et a^2 sont les opérateurs correspondant aux décalages des tensions de $2 \frac{\pi}{3}$ et $4 \frac{\pi}{3}$ et qui sont respectivement égaux à $\frac{1}{2} + j \frac{\sqrt{3}}{2}$ et $\frac{1}{2} - j \frac{\sqrt{3}}{2}$ avec $j = \sqrt{-1}$.

En remarquant que : $I_R + I_S + I_T = -I_L$.

I_L étant le courant circulant dans la bobine, c'est-à-dire $\frac{U}{L \omega}$ nous aurons la relation suivante :

$U (C_R \omega + C_S \omega + C_T \omega) + E (C_R \omega + a C_S \omega + a^2 C_T \omega) - \frac{U}{L \omega} = 0$
d'où finalement la tension du point neutre :

$$U = \frac{E (C_R \omega + a C_S \omega + a^2 C_T \omega)}{C_R \omega + C_S \omega + C_T \omega - \frac{1}{L \omega}}.$$

La quantité $C_R \omega + a C_S \omega + a^2 C_T \omega$ a pour valeur absolue :

$$\sqrt{(C_R + C_S + C_T)^2 \omega^2 - 3 (C_R C_S + C_S C_T + C_T C_R) \omega^2}$$

Soit $c \omega$ cette valeur équivalente des trois capacitances $C_R \omega, C_S \omega, C_T \omega$. D'autre part posons $C \omega = C_R \omega + C_S \omega + C_T \omega$. La tension du point neutre sera alors donnée par l'expression suivante :

$$U = E \frac{c \omega}{C \omega - \frac{1}{L \omega}}. \quad (1)$$

En tenant compte des résistances par phase dues aux diverses pertes, r étant la résistance équivalente de perte des trois phases par rapport au sol, nous aurions eu en opérant d'une manière analogue :

$$U = E j \frac{C_R \omega + a C_S \omega + a^2 C_T \omega}{\frac{1}{r} + j \left(C \omega - \frac{1}{L \omega} \right)}.$$

Soit en valeur absolue :

$$U = E \frac{c \omega}{\sqrt{\frac{1}{r^2} + \left(C \omega - \frac{1}{L \omega}\right)^2}}$$

posons $\frac{1}{r C \omega} = d$ facteur d'amortissement et en remarquant que $C \omega$ et $\frac{1}{L \omega}$ sont liées par le degré de dissonance suivant la relation:

$$C \omega (1 + \varepsilon) = \frac{1}{L \omega}.$$

Nous aurons :

$$U = E \frac{c}{C \sqrt{d^2 + \varepsilon^2}} \quad (2)$$

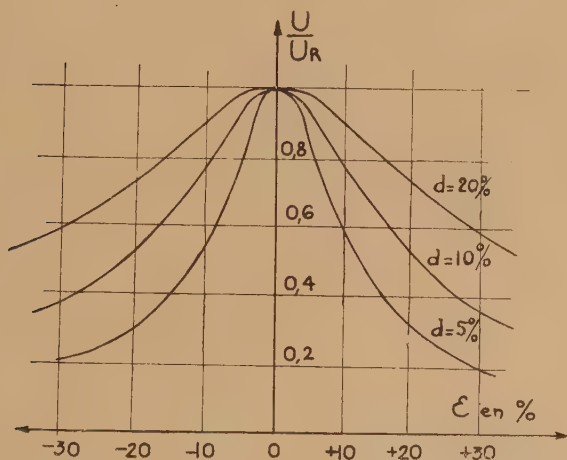


Fig. 12. — Influence du degré de dissonance sur la différence de potentiel du point neutre par rapport au sol.

alors que pour la résonance, c'est-à-dire $\varepsilon = 0$ nous aurions pour valeur de la tension du point neutre :

$$U_R = E \frac{c}{C d}.$$

La valeur de la tension du point neutre en dissonance rapportée à la valeur correspondante en résonance sera :

$$\frac{U}{U_R} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\varepsilon}{d}\right)^2}}.$$

La dissonance ainsi que le montre la formule précédente peut réduire considérablement la tension du point neutre. La figure 12 représente d'ailleurs cette réduction de différence de potentiel par rapport au sol.

Dans le cas où le point neutre du réseau serait isolé, c'est-à-dire pour

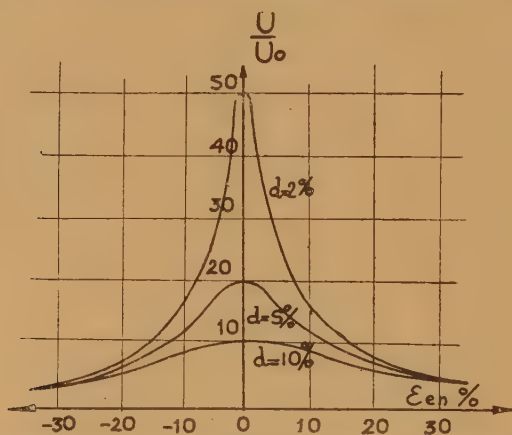


Fig. 13. — Influence de l'amortissement d du réseau sur la tension du point neutre.

un défaut de compensation total $\varepsilon = -1$ nous aurions une tension du point neutre :

$$U_0 = \frac{E c}{C \sqrt{1 + d^2}}$$

or généralement l'amortissement d est complètement négligeable devant 1, d'où :

$$U_0 = E \frac{c}{C}$$

cette quantité est quelquefois dénommée tension d'asymétrie.

La tension du point neutre protégé par une bobine inductive de dissonance ε est alors :

$$U = \frac{U_0}{\sqrt{d^2 + \varepsilon^2}}.$$

Les courbes de la figure 13 représentent les variations de la fonction $\frac{U}{U_0}$ pour différentes valeurs de la variable ε et du paramètre d . Ces courbes sont symétriques par rapport à l'axe des ordonnées, ce qui indique le rôle identique que jouent dans ce cas les degrés de dissonance positifs et les degrés de dissonance négatifs. D'autre part la courbe correspondant à un amortissement nul montre que pour un degré de dissonance relativement faible, quelques pour cent tout au plus, l'abaissement de la tension du point neutre est considérable. Il est bien évident que ce qui est vrai pour un amortissement nul est à plus forte raison valable pour n'importe quelle valeur de l'amortissement.

D'ailleurs même dans le cas de la résonance, il ne peut y avoir surten-

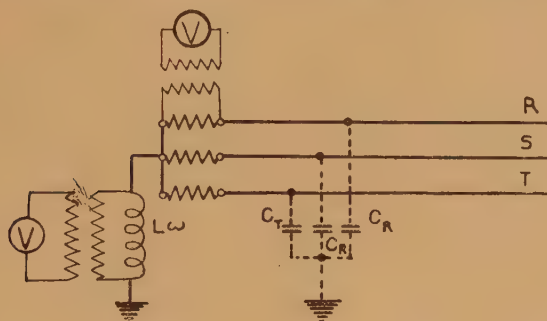


Fig. 14. — Montage utilisé pour l'étude de l'asymétrie des capacités des phases par rapport au sol.

sion dangereuse au point neutre, par suite de la saturation de la bobine. En effet dès que la tension du point neutre s'élève quelque peu l'inductance de la bobine décroît, la résonance se change aussitôt en dissonance, la surtension dangereuse est évitée. Nous étudierons d'ailleurs un peu plus loin cette question, car elle est relative à tous les phénomènes faisant intervenir une tension élevée aux bornes de la bobine.

L'étude expérimentale de cette question conformément au montage de la figure 14, donne des résultats assez conformes à la théorie ainsi que le montrent les deux courbes de la figure 15. Les abscisses reportées sur cette figure ne sont point des degrés de dissonance, mais les capacités totales C de la formule 1. En effet, notre bobine inductive ne possédant que deux prises, il était préférable de faire varier la dissonance en agissant sur la capacité et en laissant constante la capacité équivalente c . D'ail-

leurs pour avoir une représentation de ces courbes en fonction du degré de dissonance, il suffit de remplacer $C\omega$ par $\frac{1}{L\omega(1+\varepsilon)}$ ce qui nous donne pour la tension du point neutre :

$$U = E \frac{c\omega L\omega(1+\varepsilon)}{\varepsilon}$$

Cette expression donne la valeur de la tension du point neutre d'un réseau protégé par une bobine d'inductance $L\omega$, lorsque la partie symétrique du réseau se modifie par suite de l'enclenchement ou du déclenche-

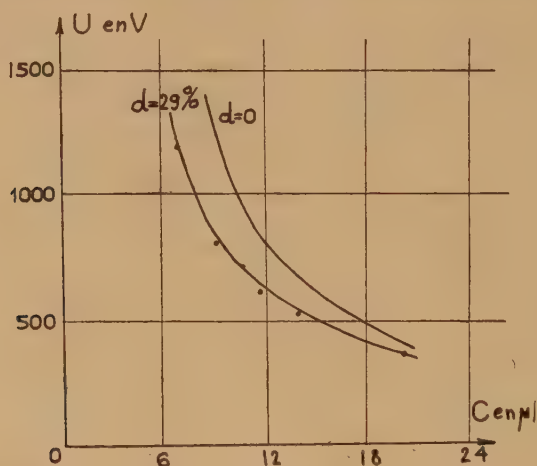


Fig. 15. — Variations de la tension du point neutre en fonction de la capacité totale du réseau protégé par une bobine d'inductance constante.

ment de certains tronçons de ligne. La figure 16 reproduit une des courbes précédentes, ainsi que les valeurs théoriques correspondant à la formule 2. L'écart est assez faible et provient de ce fait que nous n'avons point tenu compte de l'amortissement du réseau qui s'élevait à 29 p. 100. En tenant compte de cette nouvelle variable, la nouvelle courbe théorique se superpose pratiquement à la courbe expérimentale.

Ces essais ont été effectués avec une bobine non saturée. Nous exposons d'ailleurs plus loin les résultats expérimentaux obtenus en cas de saturation.

La caractéristique de la figure 17 relevée sur un réseau triphasé haute tension montre d'ailleurs que le rôle effectif joué par une surcompensation

ou une sous-compensation est exactement le même quant à la valeur de la

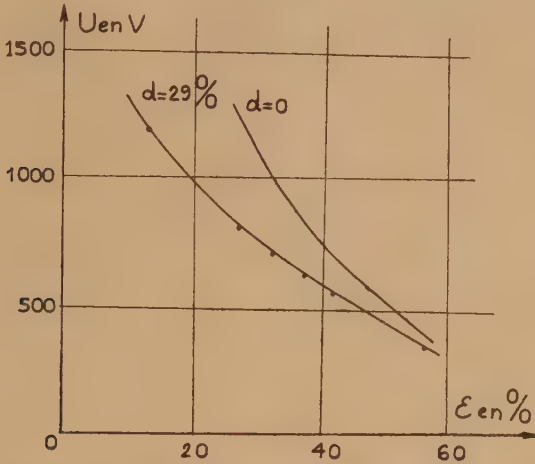


Fig. 16. — Variations de la tension du point neutre en fonction du degré de dissonance. tension du point neutre. Ceci était d'ailleurs à prévoir d'après les résultats théoriques vus précédemment.

D'autre part le courant I_l , résultante des courants, capacitifs est éga

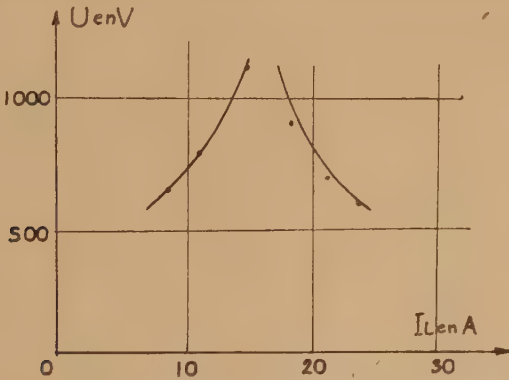


Fig. 17. — Variations de la tension du point neutre en fonction du courant inductif traversant la bobine d'extinction.

au courant fourni par la bobine soit $\frac{U}{L\omega}$ ce qui équivaut à :

$$I_l = E c \omega \frac{1 + \epsilon}{\epsilon}.$$

Le courant de terre suit exactement les mêmes variations que la tension du point neutre dans le cas d'une bobine non saturée. Sous l'influence de la saturation, le courant de terre augmente sensiblement plus vite que la tension du point neutre pour une diminution en valeur absolue du degré de dissonance.

CAS D'UNE TERRE FRANCHE

En cas de mise à la terre franche d'une des phases, l'asymétrie des capacités des conducteurs par rapport au sol n'a aucune influence sur la tension du point neutre. En effet, celle-ci est nettement fixée et égale à la tension de la phase du transformateur mise à la terre, à condition toutefois de supposer la mise à la terre située immédiatement à la sortie du transformateur ou, ce qui revient au même, en supposant négligeable la réactance et la résistance de la ligne.

Au contraire l'asymétrie des capacités possède une influence particulièrement importante en ce qui concerne la compensation du courant de terre.

Considérons le schéma de la figure 7 où les capacités des phases R, S, T par rapport au sol C_R , C_S et C_T sont supposées différentes les unes des autres.

Appliquons la loi de Kirchhoff à chacun des trois circuits formés par la bobine, une phase et la capacité de cette phase par rapport au sol. Nous aurons en employant les mêmes notations que précédemment :

$$\left\{ \begin{array}{l} + E - a E + j \frac{I_R}{C_R \omega} = 0 \\ + E - a^2 E + j \frac{I_S}{C_S \omega} = 0 \\ + E - j L \omega I_L = 0 \end{array} \right.$$

or le courant de terre $I_t = I_R + I_S$

et en remarquant que le courant de la bobine I_L est égal à la somme du courant de terre I_t et du courant résiduel I_r circulant dans la mise à la terre au point de défaut, le système précédent peut s'écrire :

$$\left\{ \begin{array}{l} - E j C_R \omega + j a E C_R \omega + I_R = 0 \\ - E j C_S \omega + j a^2 E C_S \omega + I_S = 0 \\ j \frac{E}{L \omega} + j I_L = 0 \end{array} \right.$$

et par addition des trois équations précédentes

$$E \left[\frac{j}{L\omega} - j(C_R \omega + C_S \omega) \right] + E(ja C_R \omega + ja^2 C_S \omega) + I_r = 0$$

$$\text{or} \quad a = -\frac{1}{2} + j\frac{\sqrt{3}}{2}$$

$$a^2 = -\frac{1}{2} - j\frac{\sqrt{3}}{2}$$

la valeur absolue du courant résiduel sera donc :

$$I_r = E \sqrt{\left| \frac{1}{L\omega} - \frac{3}{2} (C_R + C_S) \omega \right|^2 + \frac{3}{4} (C_R \omega - C_S \omega)^2}.$$

Le courant de terre à compenser possède donc deux composantes de valeurs inégales qui sont d'ailleurs en quadrature.

La composante de valeur absolue $\frac{3E}{2} (C_R + C_S) \omega$ est en quadrature avec la tension E de la phase mise à la terre, elle peut donc être complètement compensée par le courant de la bobine.

Mais la seconde composante dont la valeur absolue est

$$\frac{\sqrt{3}}{2} (C_R \omega - C_S \omega) E$$

est en phase ou en opposition de phase avec la tension E de la phase de transformateur mise à la terre, Suivant que la plus grande des deux capacités C_R et C_S correspond à la phase décalée de $2\frac{\pi}{3}$ en avant sur la tension E de mise à la terre à la phase décalée de $2\frac{\pi}{3}$ en arrière, la quantité $C_R \omega - C_S \omega$ étant positive ou négative. Cette composante n'est pas compensable par la mise à la terre inductive du point neutre du transformateur d'alimentation.

En cas d'asymétrie des capacités il existe toujours un courant résiduel même si le réseau ne possède absolument aucune résistance.

En tenant compte des résistances R d'isolement par rapport au sol nous arrivons à un résultat à peu près identique, la composante en quadrature avec la tension E n'est pas changée, mais l'autre devient égale à :

$$\left(\sqrt{3} \frac{C_R \omega - C_S \omega}{2} + \frac{1}{R} \right) E.$$

Donc en permutant au besoin les phase R et S nous pourrions faire en sorte que les quantités $\sqrt{3} \frac{C_R - C_S \omega}{2}$ et $\frac{1}{R}$ se retranchent en valeur absolue au lieu de s'ajouter. En pratique la valeur de l'isolement R est assez mal connue et d'ailleurs fonction de l'état atmosphérique.

Nous allons essayer de montrer l'influence quantitative de cette asymétrie.

Nous allons supposer une mise à la terre sur la phase T, la capacité C_T est donc mise hors de circuit. Nous allons poser $\frac{C_R}{C_S} = n$ donc nous aurons $C_R = n C_S$, n pouvant d'ailleurs être plus petit ou plus grand que 1. Le courant résiduel aura donc pour expression :

$$I_r = \sqrt{\left| \frac{1}{L \omega} - \frac{3}{2} (n + 1) C_S \omega \right|^2 + \frac{3}{4} (n - 1)^2 C_S^2 \omega^2 E}$$

Dans cette formule nous avons négligé toutes les résistances.

En particulier cherchons l'enveloppe des courants résiduels. Ce lieu doit être indépendant du paramètre n .

Nous devons avoir $\frac{\partial I_r}{\partial n} = 0$ ce qui conduit à :

$$n = \left(\frac{1}{L \omega C_S \omega} - 1 \right) \frac{1}{2}$$

d'où l'enveloppe des courbes $I_r = f\left(\frac{1}{L \omega}\right)$ pour des valeurs différentes du paramètre n :

$$I_r = \pm E \frac{1}{2} \left(\frac{1}{L \omega} - 3 C_S \omega \right).$$

La figure 18 représente les variations du rapport $\frac{I_r}{3 C_S \omega E}$ en fonction du rapport $\frac{I_L}{3 C_S \omega E}$.

L'enveloppe $I_r = \mp E \frac{1}{2} \left(\frac{1}{L \omega} - 3 C_S \omega \right)$ est un faisceau de deux droites se coupant sur l'axe des courants de la bobine rapportés au courant $3 C_S \omega E$.

Nous avons tracé différentes courbes correspondant à des valeurs de n variant entre 0 et 2. L'ensemble de ces courbes est d'ailleurs symétrique par rapport à la parallèle à l'axe des courants résiduels menée par le

point d'abscisse $\frac{I_L}{3C_S \omega E} = 1$. L'influence de cette asymétrie des capacités paraît donc assez sensible d'après les résultats théoriques que nous venons de voir.

Pour concrétiser ces résultats nous allons donner un exemple tiré d'essais sur un réseau de 40 KV tension composée, protégé par une bobine inductive d'une puissance de 2.600 KVA. Le courant de terre non compensé était de 60 A. Pour une compensation optima, en opérant une mise à la terre franche sur chaque phase successivement, le courant résiduel prenait

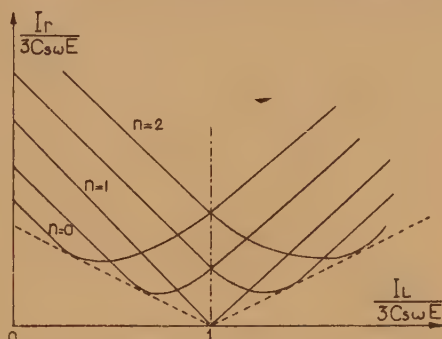


Fig. 18. — Influence de l'asymétrie de deux phases sur la valeur du courant résiduel en cas de mise à la terre sur la troisième phase.

les valeurs de 7,8 A, 6,6 A et 5,4 A.

INFLUENCE RÉCIPROQUE DE DEUX LIGNES

Etant donné l'extension croissante des réseaux, il devient de plus en plus fréquent que des lignes aériennes de transport d'énergie soient fixées parallèlement sur les mêmes supports et ceci sur une fraction importante de leur longueur. Or, dans ces conditions, l'action de deux lignes triphasées l'une sur l'autre est loin d'être négligeable, la capacité mutuelle de deux réseaux du type 50 KV pouvant atteindre facilement $0,5 \cdot 10^{-8}$ farad par kilomètre, soit environ le tiers de la capacité d'une ligne du même type par rapport au sol. En marche normale des réseaux, l'influence de cette capacitance mutuelle peut être à peu près éliminée par rotation des conducteurs. Il n'en est plus de même si l'un des réseaux se trouve affecté d'une mise à la terre sur l'une de ses phases. Ce réseau provoque des dissymétries par l'intermédiaire de la capacité réciproque dans le second réseau. Dans le cas où ce dernier aurait son point neutre mis à la terre à l'aide d'une bobine d'inductance, celle-ci compensera suivant sa puissance une partie plus ou moins grande du courant capacitif développé par cette mise à la terre. D'autre part le point neutre du réseau protégé sera porté à un potentiel dépendant de l'inductance de la bobine, alors que le point neutre du second est porté à la tension de mise à la terre, c'est-à-dire à la tension simple de ce réseau.

L'étude de ce problème se réduit à celle de la tension du point neutre du réseau protégé et du courant résiduel circulant au point de défaut de la ligne vers la terre.

Pour déterminer la tension du point neutre considérons le schéma triphasé de la figure 6 représentant les deux réseaux couplés par l'intermédiaire des capacités mutuelles $\frac{1}{3} C_{12}$. Soit $\frac{1}{3} C_2$, $\frac{1}{3 R_2}$ la capacité et la conductance d'isolement d'une phase du réseau protégé par rapport au sol, $\frac{1}{R_{12}}$ la conductance d'isolement entre les deux réseaux, E_{12} la tension

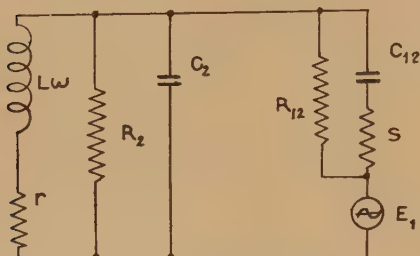


Fig. 19. — Schéma unifilaire de l'influence réciproque de deux lignes.

aux bornes de la bobine d'inductance $L \omega$. E_1 la tension simple du réseau mis à la terre. Pour simplifier les calculs nous allons remplacer ce schéma triphasé par un schéma unifilaire équivalent celui de la figure 19. Dans ce schéma C_2 et C_{12} sont les capacités totales relatives aux trois phases, de même $\frac{1}{R_2}$ et $\frac{1}{R_{12}}$ sont les conductances d'isolement pour les trois phases. Par ailleurs nous allons supposer que la résistance de la

bobine et des conducteurs du réseau protégé ainsi que celle de la prise de terre correspondante sont groupées en une seule de valeur r . De même soit s la résistance due au réseau mis à la terre (phases des transformateurs, conducteurs, etc.). Les valeurs des résistances r et s sont d'ailleurs assez faibles devant l'inductance de la bobine, ce qui va nous permettre de faire quelques approximations simplifiant considérablement les calculs : Soit Z l'impédance des branches contenant la self inductance $L \omega$ et la capacité C_2 , Z_{12} celle de la branche contenant la capacité C_{12} , I_r le courant résiduel circulant dans la mise à la terre au point de départ, E_{12} la tension aux bornes de la capacité C_{12} nous aurons :

$$\frac{E_2}{Z} = \frac{E_{12}}{Z_{12}} = I_r$$

or en remarquant que $E_2 + E_{12} = E_1$ nous pouvons écrire :

$$\frac{E_2}{Z} = \frac{E_{12}}{Z_{12}} = \frac{E_1}{Z + Z_{12}}$$

d'où nous déduisons la valeur de la tension E_2 c'est-à-dire :

$$E_2 = E_1 \frac{Z}{Z + Z_{12}}.$$

Relation que pour la commodité des calculs il est préférable d'écrire :

$$E_2 = E_1 \frac{\frac{1}{Z_{12}}}{\frac{1}{Z_{12}} + \frac{1}{Z}}.$$

or nous avons à peu de choses près

$$\begin{aligned} \frac{1}{Z_{12}} &= s C_{12}^2 \omega^2 + \frac{1}{R_{12}} - j C_{12} \omega \\ \frac{1}{Z} &= \frac{r}{L^2 \omega^2} + \frac{j}{L \omega} + \frac{1}{R_2} - j C_2 \omega \end{aligned}$$

Posons

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} &= s C_{12}^2 \omega^2 + \frac{1}{R_{12}} \\ \frac{1}{R} &= \frac{r}{L^2 \omega^2} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_{12}} + s C_{12}^2 \omega^2. \end{aligned}$$

Nous aurons :

$$E_2 = E_1 \frac{\frac{1}{\rho} - j C_{12} \omega}{\frac{1}{R} + j \left(\frac{1}{L \omega} - C_2 \omega - C_{12} \omega \right)}.$$

La valeur absolue de la tension aux bornes de la bobine sera donc :

$$E_2 = E_1 \sqrt{\frac{\frac{1}{\rho^2} + C_{12}^2 \omega^2}{\frac{1}{R^2} + \left(\frac{1}{L \omega} - C_2 \omega - C_{12} \omega \right)^2}} \quad (3)$$

Le courant résiduel au point de défaut sera :

$$I_r = \frac{E_2}{Z} = E_2 \left(\frac{r}{L^2 \omega^2} + \frac{1}{R_2} + \frac{j}{L \omega} - j C_2 \omega \right)$$

d'où finalement

$$I_r = E_2 \sqrt{\left(\frac{r}{L^2 \omega^2} + \frac{1}{R_2} \right)^2 + \left(\frac{1}{L \omega} - C_2 \omega \right)^2} \quad (4)$$

Pour prédéterminer la tension E_2 aux bornes de la bobine, il est plus commode de négliger les résistances ; dans ce cas la formule 3 devient :

$$E_2 = E_1 \frac{C_{12} \omega}{C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L \omega}} \quad (5)$$

or $\frac{1}{L \omega} = C_2 \omega (1 + \varepsilon)$, ε étant le degré de dissonance ainsi que nous l'avons vu précédemment :

d'où :

$$E_2 = E_1 \frac{C_{12} \omega}{C_{12} \omega - \varepsilon C_2 \omega}.$$

Si nous appelons λ le rapport des capacités C_{12} et C_2 , $\lambda = \frac{C_{12}}{C_2}$, la valeur de la tension aux bornes de la bobine rapportée à la tension de la mise à la terre E_1 sera :

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{\lambda}{\lambda - \varepsilon} \quad \text{ou} \quad \frac{E_2}{E_1} = \frac{1}{1 - \frac{\varepsilon}{\lambda}}. \quad (6)$$

Donc en première approximation la valeur de la tension du point neutre du réseau protégé rapportée à la tension de mise à la terre ne dépend que de la variable $\frac{\varepsilon}{\lambda}$. Contrairement à ce que l'on pourrait estimer *à priori*, il ne suffit point que la capacité mutuelle des deux réseaux soit faible pour qu'en cas de mise à la terre sur le réseau non protégé la tension aux bornes de la bobine soit elle-même réduite.

Pour réduire la tension E_2 à une fraction k de la tension E_1 , nous aurons pour le degré de dissonance une condition telle que :

$$\frac{1}{\left[1 - \frac{\varepsilon}{\lambda} \right]} < k.$$

Soit un degré de dissonance ε tel que en valeur absolue :

$$|\varepsilon| > \frac{1 \pm k}{k} \lambda$$

le signe $+$ correspondant à un degré de dissonance négatif, le signe $-$ à un ε positif.

Tout ce qui précède reste applicable en cas de saturation de la bobine d'inductance à condition toutefois que les ondes de courant et de tension

demeurent très sensiblement sinusoïdales. Mais dans ce cas l'inductance $L\omega$ ou le degré de dissonance ε ne sont plus déterminés. Nous examinerons d'ailleurs cette question par la suite.

Supposons donc pour le moment que la tension E_2 soit toujours suffisamment faible pour éviter la saturation du noyau de la bobine.

La courbe représentative de la fonction $\frac{E_2}{E_1} = f\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}\right)$ figure 20) est une hyperbole à asymptote verticale pour le point $\frac{\varepsilon}{\lambda} = 1$. Pour un degré de dissonance nul c'est-à-dire dans le cas de la résonance $\frac{E_2}{E_1} = 1$, la tension

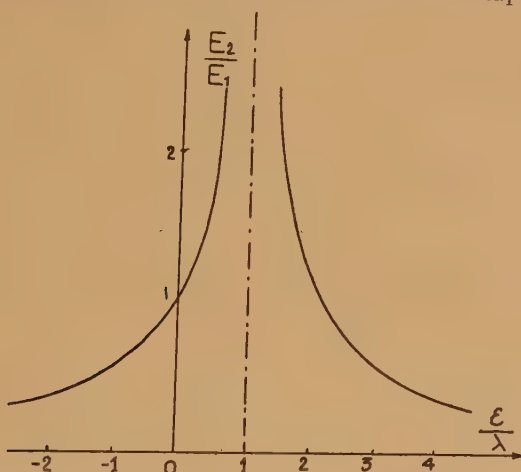


Fig. 20. — Influence réciproque de deux lignes variations de la tension du neutre du réseau protégé en cas de mise à la terre sur le second réseau.

de mise à la terre E_1 , est intégralement transmise au point neutre de la bobine. Par contre pour des degrés de dissonance négatifs la tension E_2 est toujours inférieure à la tension E_1 aucune surtension n'est à craindre.

Si les résistances sont suffisamment élevées pour ne pouvoir être négligées devant la quantité $C_{12}\omega + C_2\omega - \frac{1}{L\omega}$ de la formule (3) principalement dans le cas où ε est assez voisin de λ , il faut employer l'expression suivante :

$$E_2 = \frac{E_1 C_{12} \omega}{\sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L \omega}\right)^2}}$$

en remarquant que $\frac{1}{L\omega} = C_2 \omega (1 + \varepsilon)$ et en posant $\frac{1}{RC_2 \omega} = d$ quantité qui est l'amortissement du circuit formé par les deux réseaux nous aurons alors :

$$E_2 = \frac{E_1 \lambda}{\sqrt{d^2 + (\lambda - \varepsilon)^2}}.$$

Au cas où l'amortissement serait assez considérable pour éviter toute saturation de la bobine, le maximum de tension admissible serait alors

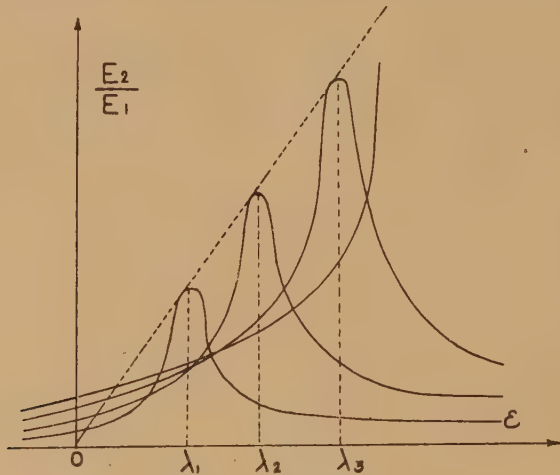


Fig. 21. — Influence du paramètre y , rapport de la capacité mutuelle à la capacité totale du réseau protégé, sur la tension du point neutre à amortissement constant.

$E_1 \frac{\lambda}{d}$. Représentons graphiquement la quantité $\frac{E_2}{E_1}$ considérée comme fonction du degré de dissonance ε , le rapport $\frac{C_{12}}{C_2} = \lambda$ étant pris comme paramètre variable, l'amortissement étant supposé constant. Nous obtenons alors la famille des courbes de la figure 21 à chaque valeur de λ correspondant une courbe $\frac{E_2}{E_1} = f(\varepsilon)$. Le lieu des maxima de tension est la droite $\frac{E_2}{E_1} = + \frac{\varepsilon}{d}$ la surtension étant d'autant plus à craindre que l'amortissement du circuit est plus faible. Nous voyons sur cette figure que la zone dangereuse de la tension E_2 est d'autant plus réduite que le rapport λ est plus

faible. En effet la différence des degrés de dissonance ε_2 et ε_1 , valeurs limites correspondant à une tension du point neutre trop élevé, tend vers 0 avec λ . Mais même pour une valeur très faible de λ des surtensions peuvent être à craindre si l'amortissement est faible. D'autre part la figure 22 montre l'influence de l'amortissement. Elle représente différentes

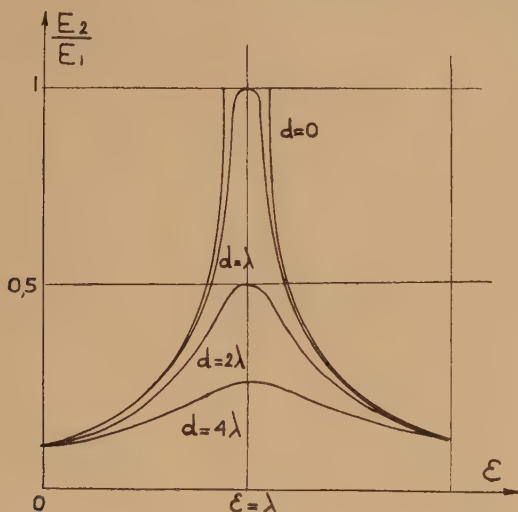


Fig. 22. — Influence de l'amortissement d sur la tension du point neutre.

courbes $\frac{E_2}{E_1} = f(\varepsilon)$ pour la même valeur du paramètre λ , mais pour des différentes valeurs de l'amortissement d .

En réalité l'amortissement $\frac{1}{RC_2 \omega}$ n'est pas une variable indépendante du degré de dissonance ε et du paramètre λ . En effet nous avons vu que :

$$\frac{1}{R} = \frac{r}{L^2 \omega^2} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_{12}} + s C_{12}^2 \omega^2$$

donc
$$\frac{1}{RC_2 \omega} = r C_2 \omega (1 + \varepsilon)^2 + \left(\frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_{12}} \right) \frac{1}{C_2 \omega} + s \lambda^2 C_2 \omega.$$

Donc pour des résistances r , s , R_2 et R_{12} constantes, si nous faisons varier ε soit à inductance constante (ce qui est le cas d'un réseau protégé par une bobine d'inductance $L\omega$, la capacité de la ligne variant par suite de déclen-

chement de parties successives du réseau, soit à capacitances constantes et inductance variable ce qui est le cas de l'étude d'un réseau à protéger, nous trouvons que l'amortissement est une fonction de ε et λ .

Une des conséquences principales de cette remarque est que le maximum de surtension n'a plus lieu pour une valeur de degré de dissonance égale au rapport $\frac{C_{12}}{C_2} = \lambda$. En effet la tension du point neutre du réseau protégé E_2 passera dans ce cas par un maximum lorsque la quantité sous le radical

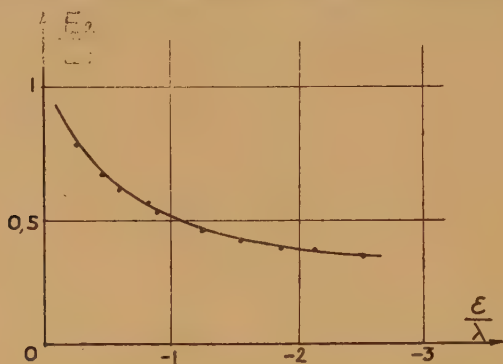


Fig. 23. — Courbes expérimentales obtenues sur notre réseau d'essais.

$d^2 + (\lambda - \varepsilon)^2$ passera par un minimum, soit pour une valeur de ε telle que :

$$2d \frac{\partial d}{\partial \varepsilon} - 2(\lambda - \varepsilon) = 0$$

où

$$\varepsilon = \lambda - d \frac{\partial d}{\partial \varepsilon}.$$

La valeur du degré de dissonance correspondant à la surtension E_2 maxima est décalée par rapport à la valeur λ d'une quantité égale à $-d \frac{\partial d}{\partial \varepsilon}$.

Il est toujours possible de calculer cette valeur par des méthodes d'approximations successives, mais en général la valeur approchée $\varepsilon = \lambda$ suffit largement surtout lorsque λ possède une valeur relativement faible, ce qui est toujours le cas dans la pratique. En effet, même si les deux réseaux restent parallèles sur toute leur longueur $\frac{C_{12}}{C_2}$ n'excède pas une valeur voisine de $\frac{1}{3}$.

Les résultats expérimentaux confirment assez bien ces résultats théoriques. En effet les courbes expérimentales $\frac{E_2}{E_1} = f\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}\right)$ et $\frac{E_2}{E_1} = f(\varepsilon)$ de la figure 23 et de la figure 24, coïncident à peu près exactement avec les courbes théoriques ne tenant pas compte de l'amortissement, surtout pour des degrés de dissonance assez importants, ce qui montre que dans ce cas l'influence de l'amortissement est à peu près négligeable. D'ailleurs

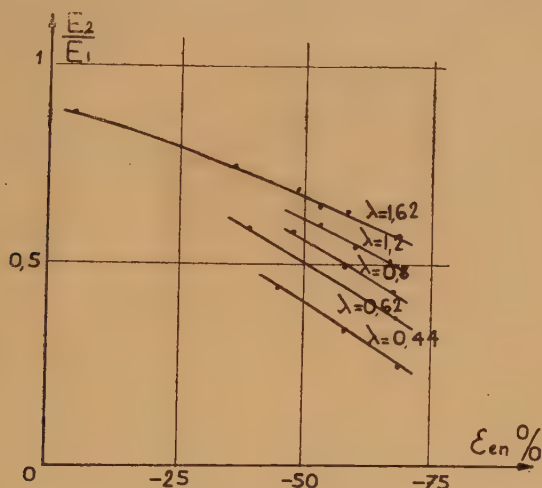


Fig. 24. — Courbes expérimentales obtenues sur notre réseau d'essais.

en tenant compte de l'amortissement on retrouve exactement les résultats expérimentaux.

D'autre part, en négligeant les résistances le courant résiduel est :

$$I_r = E_2 \left(\frac{1}{L \omega} - C_2 \omega \right)$$

$$C_2 \omega = \frac{1}{L \omega (1 + \varepsilon)}$$

$$I_r = E_2 \frac{\varepsilon}{L \omega (1 + \varepsilon)}$$

$$I_r = E_2 \varepsilon C_2 \omega$$

$$E_2 = E_1 \frac{C_{12} \omega}{C_{12} \omega - \varepsilon C_2 \omega}$$

Finalement le courant résiduel sera :

$$I_r = E_1 \frac{C_{12} \omega C_2 \omega \varepsilon}{C_{12} \omega - \varepsilon C_2 \omega}$$

Les variations du courant résiduel en fonction du degré de dissonance ne diffèrent essentiellement de celles de la tension qu'en un seul point. En effet, le courant résiduel s'annule en même temps que le degré de dissonance. Pratiquement pour la résonance le courant résiduel présentera un minimum. La figure 25 représente un exemple de la variation du courant résiduel en fonction du degré de dissonance à inductance variable.

D'après les formules théoriques de la tension du point neutre et du courant

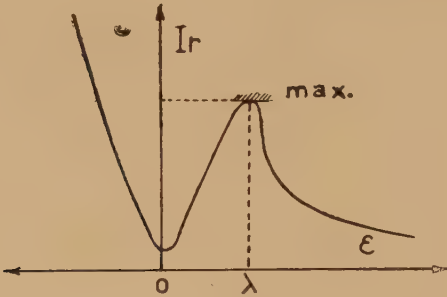


Fig. 25. — Variations du courant résiduel en fonction du degré de dissonance à inductance variable.

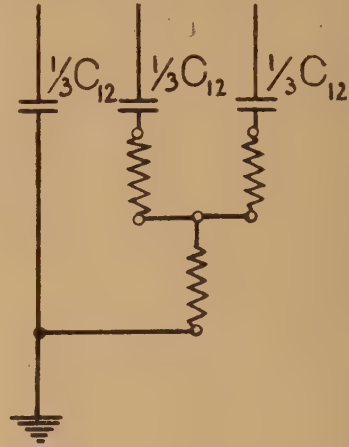


Fig. 26. — Asymétrie provoquée par la mise à la terre d'une phase.

résiduel ces fonctions sont exactement proportionnelles à la tension de mise à la terre E_1 , si la bobine d'inductance n'est pas saturée.

Cependant dans le cas où la tension de mise à la terre deviendrait nulle par suite d'un défaut d'alimentation, le potentiel du point neutre du réseau protégé ne serait pas égal à celui de la terre. En effet une asymétrie serait transmise au réseau par suite de la mise à la terre. Les impédances des trois phases n'étant pas égales entre elles et différant par les résistances (fig. 26).

D'autre part le fait de déclencher le réseau avarié ne suffit pas à supprimer totalement l'asymétrie transmise au réseau sain. En effet le réseau avarié étant déclenché par suite de la mise à la terre, la capacité d'une des

trois phases du réseau sain de capacité $\frac{1}{3} C_2$ se trouve augmentée de la capacité mutuelle $\frac{1}{3} C_{12}$.

Le réseau sain possède des capacités par rapport au sol inégales, le problème est alors celui de l'asymétrie, problème vu précédemment.

CHAPITRE III

ÉTUDE DE LA SATURATION DU NOYAU DE LA BOBINE

INFLUENCE DE LA SATURATION SUR LA VALEUR DE L'INDUCTANCE

Dans tout ce que nous avons vu précédemment, nous nous sommes placés uniquement dans le cas où le noyau de fer de la bobine d'extinction ne se trouve pas en état de saturation, c'est-à-dire, lorsque l'inductance de la bobine est totalement indépendante de la tension appliquée à ses bornes. Toutefois une partie des résultats ainsi obtenus est encore valable dans le cas de la saturation. En particulier toutes les formules faisant intervenir l'inductance de la bobine sont encore exactes, mais n'offrent plus d'intérêt, car l'inconnue cherchée, la tension du point neutre (ou le courant), n'est pas explicitée.

Si nous appliquons une tension E_2 aux bornes d'une bobine à noyau de fer et si nous faisons croître progressivement cette tension de 0 à une valeur très grande le courant qui passe dans la bobine est d'abord proportionnel à la tension E_2 , puis à partir d'une certaine valeur de cette tension il se met à croître beaucoup plus vite pour varier enfin linéairement en fonction de la tension E_2 , lorsque celle-ci devient très grande. Si nous portons en ordonnée les tensions E_2 et en abscisses les courants I_L circulant dans la bobine, nous obtenons la caractéristique magnétique de la bobine. La figure 5 représente précisément les deux caractéristiques correspondant aux prises à 5 A et 2,5 A de la bobine d'inductance protégeant le point neutre du réseau qui servit à nos expériences. Chaque caractéristique s'infléchit pour une tension un peu supérieure à la tension nominale de service. La branche supérieure est très sensiblement assimilable à une droite. De tout ceci il résulte que l'inductance de la bobine pour des tensions faibles reste sensiblement constante puis à partir d'une certaine valeur de la tension, diminue pour tendre rapidement vers une nouvelle valeur constante lorsque la tension E_2 devient plus importante.

La figure 27 représente les variations de l'inductance $L\omega$ tirées de la caractéristique magnétique, la courbe $L\omega = f(E_2)$ se compose très sensiblement d'une horizontale raccordée à une branche d'hyperbole. Il est à remarquer que la diminution de l'inductance $L\omega$ pour des tensions qui, en somme, n'ont pas des valeurs considérables est extrêmement importante.

Or le degré de dissonance est une fonction de l'inductance $L\omega$, en effet :

$$\frac{1}{L\omega} = C_2 \omega (1 + \varepsilon)$$

d'où la valeur du degré de dissonance :

$$\varepsilon = \frac{1}{\omega^2 L C_2} - 1.$$

Pour une capacité C_2 constante nous remarquons que le degré de dissonance

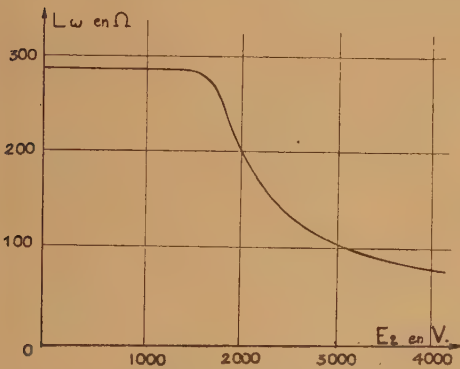


Fig. 27. — Variations de l'inductance d'une bobine à noyau de fer sous l'influence de la tension appliquée à ses bornes.

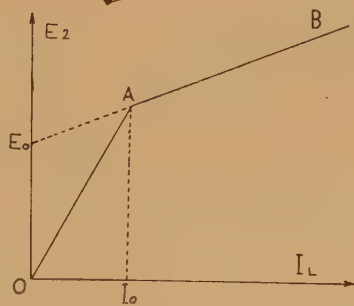


Fig. 28. — Caractéristique magnétique de bobine à noyau de fer. Représentation théorique simplifiée.

nance croît avec la tension en cas de saturation du noyau de fer de la bobine, ce qui indique déjà une limitation de la tension du point neutre en cas d'asymétrie des capacités par rapport au sol.

Or la tension E_2 existant aux bornes de la bobine est généralement une inconnue dépendant de l'inductance $L\omega$ de la bobine. En effet, dans le cas de l'asymétrie des capacités et dans celui de l'influence réciproque, il en est bien ainsi et le seul cas où la tension est déterminée est celui d'une mise à la terre d'une phase du réseau que protège la bobine.

Or l'inductance $L\omega$ est fonction de la tension E_2 . Il est donc nécessaire d'exprimer les variations de l'inductance en fonction de la tension à l'aide d'une formule commode à utiliser. Cette équation jointe à celle donnant la tension E_2 en fonction des caractéristiques du circuit considéré conduira à l'étude d'un système de deux équations à deux inconnues E_2 et $L\omega$, problème qui sera facile à résoudre dans le cas où les formules seront assez simples. Nous supposons donc les courants et les tensions d'onde sinusoïdale pure, négligeant les phénomènes d'hystérésis et de distorsion que produit normalement la saturation d'un noyau de fer.

Expression de l'inductance en fonction de la tension. — Considérons une caractéristique magnétique de bobine figure 28. Assimilons cette courbe à un faisceau de deux demi-droites issu d'un point A, AO et AB. Soit E_0 la valeur de la tension correspondant à l'intersection de la droite AB avec l'axe des tensions, $L_0\omega$ la pente de la droite OA c'est-à-dire l'inductance de la bobine en régime non saturé. Soit $L_\infty\omega$ la pente de la droite AB c'est-à-dire l'inductance que prendrait la bobine pour une tension infinie.

Pour un point de la caractéristique de la courbe, situé sur la partie saturée AB, de tension E_2 et de courant I nous aurons la relation :

$$E_2 = E_0 + L_\infty \omega I$$

ou
$$\frac{E_2 - E_0}{E_2} = L_\infty \omega \frac{I}{E_2}$$

soit
$$1 - \frac{E_0}{E_2} = \frac{L_\infty \omega}{L_0 \omega}.$$

Donc finalement pour une tension E_2 l'inductance $L\omega$ de la bobine sera telle que :

$$\frac{1}{L\omega} = \frac{1}{L_\infty \omega} \left(1 - \frac{E_0}{E_2}\right). \quad (7)$$

Cette formule est applicable dès que la valeur de la tension appliquée aux bornes de la bobine dépasse celle de la tension du coude de la caractéristique E_A . Or pour cette tension nous avons :

$$E_A = E_0 + L_\infty \omega I_0$$

I_0 étant le courant de la bobine correspondant à la tension E_A que ce soit en régime non saturé ou en régime saturé.

Comme $E_A = L_0 \omega I_0$ nous aurons :

$$L_0 \omega I_0 = E_0 + L_\infty \omega I_0.$$

Finalement entre la tension du coude et la tension E_0 existe la relation :

$$E_0 = E_A \left(1 - \frac{L_\infty}{L_0} \right).$$

En résumé dès que la tension E_2 dépassera la tension $\frac{E_0}{1 - \frac{L_\infty}{L_0}}$ la formule suivante sera appliquée :

$$\frac{1}{L \omega} = \frac{1}{L_\infty \omega} \left(1 - \frac{E_0}{E_2} \right). \quad (7)$$

Pour des valeurs de la tension E_2 inférieures à cette limite, l'inductance sera considérée comme constante :

$$L \omega = L_0 \omega.$$

En cas de saturation le degré de dissonance

$$\varepsilon = \frac{1}{L \omega C_2 \omega} - 1.$$

devient :

$$\varepsilon = \frac{1}{L_\infty \omega C_2 \omega} \left(1 - \frac{E_0}{E_2} \right) - 1.$$

Nous allons appliquer les résultats précédents à la détermination de la tension du point neutre d'un réseau dans le cas d'asymétrie des capacités ou d'influence réciproque de deux lignes.

Tension du point neutre en cas de saturation. — En cas d'asymétrie des capacités nous avons vu que la tension du point neutre était donnée par l'expression :

$$E_2 = E_1 \frac{c \omega}{C \omega - \frac{1}{L \omega}} \quad (1)$$

$c \omega$ était la valeur absolue de la somme géométrique des vecteurs capacités déphasés de 120° les uns par rapport aux autres. $C \omega$ était la somme arithmétique des valeurs absolues de ces capacités. Cette formule est encore applicable en cas de saturation si l'on considère $L \omega$ comme liée à la tension E_2 par la formule (7) que nous venons de voir.

Nous aurons alors le système suivant à résoudre :

$$\begin{cases} E_2 = \frac{E_1 c \omega}{C \omega - \frac{1}{L \omega}} \\ \frac{1}{L \omega} = \frac{1}{L_\infty \omega} \left(1 - \frac{E_0}{E_2} \right). \end{cases}$$

Ce qui donne pour la tension du point neutre la valeur suivante :

$$E_2 = \frac{-\frac{E_0}{L_\infty \omega} \pm E_1 c \omega}{C \omega - \frac{1}{L_\infty \omega}}.$$

La figure 29 représente l'influence de la saturation conformément à la formule précédente. On peut en déduire facilement que si la tension du coude de la caractéristique magnétique est peu élevée aucune surtension dangereuse n'est à craindre au point neutre.

Nous n'insisterons pas davantage sur l'influence de la saturation dans le cas d'asymétrie des capacités, car l'étude mathématique de cette question est rigoureusement identique à celle de l'influence réciproque de deux lignes, que nous allons essayer de traiter.

En effet la tension du point neutre créée par la capacitance mutuelle de deux réseaux aux bornes de la bobine d'extinction est en négligeant les résistances :

$$E_2 = E_1 \left[\frac{C_{12} \omega}{C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L \omega}} \right] \text{ en valeur absolue}$$

avec $\frac{1}{L \omega} = \frac{1}{L_\infty \omega} \left(1 - \frac{E_0}{E_2} \right).$

En opérant de la même manière que précédemment nous obtenons :

$$E_2 = \frac{-\frac{E_0}{L_\infty \omega} \pm E_1 C_{12} \omega}{C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L_\infty \omega}}. \quad (8)$$

D'autre part le degré de dissonance ε devient :

$$\varepsilon = \frac{1}{C_2 L_\infty \omega^2} - 1 - \frac{E_0 \left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L_\infty \omega} \right)}{\left(\pm E_1 C_{12} \omega - \frac{E_0}{L_\infty \omega} \right) C_2 \omega L_\infty \omega}.$$

En tenant compte des résistances la tension du point neutre était :

$$E_2 = E_1 \frac{C_{12} \omega}{\sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L \omega} \right)^2}}.$$

Pour une valeur de la résistance R satisfaisant à la condition limite précédente nous aurons :

$$E_2 = \frac{\frac{E_0^2}{L_\infty^2 \omega^2} - E_1^2 C_{12}^2 \omega^2}{\left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L_\infty \omega} \right) \frac{E_0}{L_\infty \omega}}. \quad (10)$$

D'autre part, pour les valeurs de la résistance R ne satisfaisant pas à la condition (9') aucun régime en saturation n'est plus possible. Le seul régime possible est alors celui satisfaisant à l'équation :

$$E_2 = \frac{E_1 C_{12} \omega}{\sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L_0 \omega} \right)^2}}.$$

L'inductance de la bobine étant constante. La valeur maxima que peut prendre la tension E_2 est alors certainement inférieure à la valeur limite du coude $\frac{E_0}{1 - \frac{L_\infty}{L_0}}$.

En effet la surtension maxima dans ce cas est $E_2 = E_1 C_{12} \omega R$ de plus $C_{12} \omega + C_2 \omega = \frac{1}{L_0 \omega}$ en prenant pour R la valeur limite donnée par (9') nous obtenons une tension maxima :

$$E_2^M = \frac{\sqrt{E_0^2 - E_1^2 C_{12}^2 \omega^2 L_\infty^2 \omega^2}}{\left[1 - \frac{L_\infty}{L_0} \right]}.$$

Cette quantité est toujours inférieure à $\frac{E_0}{1 - \frac{L_\infty}{L_0}}$.

Comparons cette valeur à celle correspondant en saturation aux deux régimes confondus, pour $C_{12} \omega + C_2 \omega = \frac{1}{L_0 \omega}$ c'est-à-dire

$$E_2 = \frac{E_0 - \frac{E_1^2}{E_0} C_{12}^2 \omega^2 L_\infty^2 \omega^2}{1 - \frac{L_\infty}{L_0}}.$$

Cette valeur est inférieure au maximum de tension en régime non saturé

donné par l'expression (3) car la quantité $\sqrt{E_0^2 - E_1^2 C_{12}^2 \omega^2 L_\infty^2} \omega^2$ est inférieure à E_0 .

Pour concrétiser les résultats théoriques ci-dessus, reportons-les sur un graphique exprimant les variations de la tension E_2 du point neutre d'un réseau protégé par une bobine de caractéristiques E_0 , L_0 et L_∞ déterminées, la capacité C_2 du réseau variant seule par suite de déclenchement ou d'enclenchement de certains tronçons de ligne. Nous aurons les courbes $E_2 = f(C_2)$ de la figure 30. Les segments de courbes 1 et 2 correspondant aux deux régimes possibles en saturation. L'horizontale

$E_2 = \frac{E_0}{1 - \frac{L_\infty}{L_0}}$ représente la limite de saturation correspondant au coude

de la caractéristique magnétique. Le segment de courbe 3 correspond au cas limite des deux régimes confondus en saturation. La courbe complète 4 correspond au régime non saturé du même cas limite. Pour des résistances d'isolement inférieures à cette valeur limite, toutes les courbes de tension $E_2 = f(C_2)$ se trouvent placées à l'intérieur de la courbe 4. Les deux branches d'hyperbole 5 sont celles correspondant aux régimes non saturés pour des résistances d'isolement possédant une valeur infinie.

POSSIBILITÉS D'EXISTENCE DES DIFFÉRENTS RÉGIMES

Nous venons de voir que théoriquement trois régimes étaient susceptibles de s'établir, dont deux correspondant à la saturation de la bobine. En réalité il n'existe qu'un régime dû à la saturation, selon toutes probabilités le régime saturé correspondant à la tension la moins élevée est instable. Même en supposant que ce régime puisse s'établir, dans le cas qui nous intéresse, la résistance d'amortissement R est loin d'être infinie et est d'ailleurs considérablement diminuée par l'influence de la saturation, donc les tensions correspondant aux deux régimes saturés seraient très voisines l'une de l'autre, car si la résistance R diminue les deux régimes tendent à se confondre. De plus le régime instable correspond à une tension qui, de toutes façons, est moins dangereuse que celle correspondant au régime stable. Nous pouvons donc supposer qu'il n'existe qu'un régime possible en saturation, ce que les résultats de l'expérience confirment d'ailleurs.

Deux régimes au maximum peuvent donc s'établir dans certains cas,

Dans la zone des faibles capacités, figure 30, une seule solution est possible, d'abord en régime non saturé, puis lorsque la tension E_2 du point neutre dépasse la valeur $\frac{E_0}{1 - \frac{L_\infty}{L_0}}$ en régime saturé, et ceci tant que la somme

des capacités $C_2 \omega$ et $C_{12} \omega$ est inférieure à la conductance $\frac{1}{L_0 \omega}$ de la bobine non saturée. Ensuite tant que la valeur de E_2 qui correspondait à la valeur $L_0 \omega$ de l'inductance de la bobine est supérieure à la tension du coude $\frac{E_0}{1 - \frac{L_\infty}{L_0}}$ il n'existe qu'une seule solution en saturation.

Finalement si la tension E_2 correspondant au régime non saturé possède

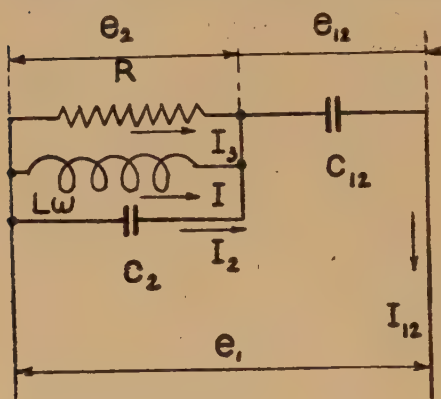


Fig. 31.

une valeur inférieure à la tension du coude il semble à première vue qu'un seul régime soit possible, le régime non saturé. Or il n'en est rien, car à ce moment la force électromotrice de self-induction intervient. En effet, si dans l'instant qui suit l'enclenchement, la tension aux bornes de la bobine arrive à dépasser la tension du coude il semble que la bobine demeure saturée par la suite alors même que le régime transitoire est amorti.

Déterminons la valeur de la tension instantanée e_2 dans la période qui suit immédiatement l'enclenchement. En considérant le schéma simplifié de la figure 31, nous obtenons :

$$e_2 + e_{12} = e_1 \quad \text{ou} \quad \frac{de_2}{dt} + \frac{de_{12}}{dt} = \frac{de_1}{dt}$$

$$\text{or} \quad \frac{de_{12}}{dt} = \frac{i_{12}}{C_{12}} \quad \text{de plus} \quad i_{12} = i + i_2 + i_3$$

$$\text{et} \quad \frac{di}{dt} = \frac{e_1}{L} \quad \frac{di_2}{dt} = C_2 \frac{d^2 e_2}{dt^2} \quad \frac{di_3}{dt} = \frac{1}{R} \frac{de_2}{dt}$$

En substituant il vient :

$$L (C_{12} + C_2) \frac{d^2 e_2}{dt^2} + \frac{L}{R} \frac{de_2}{dt} + e_2 = L C_{12} \frac{d^2 e_1}{dt^2} \quad (12)$$

Supposons pour l'instant que la résistance d'isolement soit infinie, nous aurons :

$$L (C_{12} + C_2) \frac{d^2 e_2}{dt^2} + e_2 = L C_{12} \frac{d^2 e_1}{dt^2} \quad (11)$$

Prenons comme origine des temps $t = 0$ l'instant d'enclenchement et soit θ la valeur de l'angle de phase de la tension d'alimentation

$$e_1 = E_1 \sqrt{2} \sin (\omega t + \theta).$$

La valeur de la tension du point neutre correspondant au régime permanent serait la solution particulière de l'équation avec second membre.

$$e_2 = \frac{E_1 C_{12} \omega}{C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L \omega}} \sin (\omega t + \theta) = E_2 \sqrt{2} \sin (\omega t + \theta).$$

D'autre part la f. é. m. de self induction est la solution de l'équation (11) sans second membre, ou :

$$e_2 = A \sin \left(\frac{t}{\sqrt{L (C_{12} + C_2)}} + \varphi \right)$$

or au temps $t = 0$ aucun courant n'existe dans le circuit, les condensateurs n'étant pas chargés la f.é.m. de self-induction s'opposant à l'établissement du courant ce qui entraîne :

$$i = \frac{1}{L} \int e_2 dt = -A \sqrt{L (C_{12} + C_2)} \cos \left(\frac{t}{\sqrt{L (C_{12} + C_2)}} + \varphi \right) = 0$$

$$\text{soit pour } t = 0 \quad \varphi = \frac{\pi}{2}.$$

Or un temps $t = 0$ immédiatement après l'enclenchement la d.d.p. aux bornes est encore nulle :

$$e_2 = A \sin \left(\frac{t}{\sqrt{L (C_{12} + C_2)}} + \frac{\pi}{2} \right) + E_2 \sqrt{2} \sin (\omega t + \theta)$$

$$\text{pour } t = 0 \quad A + E_2 \sqrt{2} \sin \theta = 0$$

d'où $A = -E_2 \sqrt{2} \sin \theta$.

La surtension du point neutre dans la période transitoire est alors :

$$e_2 = E_2 \sqrt{2} \left[\sin (\omega t + \theta) - \sin \theta \cos \frac{t}{\sqrt{L (C_2 + C_{12})}} \right].$$

De toutes façons la valeur maxima ne peut dépasser la valeur

$$e_2 = E_2 \sqrt{2} [1 + \sin \theta]$$

qui est elle-même toujours inférieure à $2 E_2 \sqrt{2}$.

D'ailleurs l'amortissement du régime transitoire malgré la valeur assez importante du coefficient de self-induction est assez rapide. En effet, en tenant compte des résistances nous avons pour équation différentielle du régime variable la relation (12). La force électro-motrice de self-induction est alors :

$$e_2 = A e^{-\frac{t}{R (C_{12} + C_2)}} \sin \left(\frac{\sqrt{-\frac{L^2}{R^2} + 4 L (C_{12} + C_2)}}{2 L (C_{12} + C_2)} t + \frac{\pi}{2} \right)$$

où A est toujours égal à $-E_2 \sqrt{2} \sin \theta$.

L'amortissement du régime transitoire est indépendant du coefficient de self-induction, car la bobine de self est court-circuitée par une résistance R qui n'est plus infinie.

La constante de temps d'un circuit analogue au précédent possédant un isolement de 40.10^6 ohms par phase et par kilomètre et une capacité de $1,5 \cdot 10^{-8}$ Farad par kilomètre est égale à 2,5.

En exprimant que la f.é.m. de self induction est réduite à $\frac{1}{100}$ nous trouvons pour obtenir ce résultat un temps $t_0 = 0,174$ seconde.

Ce temps quoique réduit permet tout de même au circuit d'osciller une dizaine de fois suivant sa fréquence propre. Il se peut alors fort bien que deux maxima de même signe de la tension d'alimentation et de la f. é. m. de self induction coïncident.

En résumé dans la zone de sous-compensation c'est-à-dire de dissonance négative en régime non saturé, comprise entre deux valeurs C'_2 et C'_2 de la capacité C_2 telles que

$$\frac{E_0}{2 \left(1 - \frac{L_\infty}{L_0} \right)} < E_2 \left(\frac{1}{L_0 \omega}, C_2, C_{12} \right) < \frac{E_0}{1 - \frac{L_\infty}{L_0}}$$

il pourra exister soit le régime saturé, soit le régime non saturé suivant la valeur instantanée à l'enclenchement de la tension d'alimentation, c'est-à-dire au moment de la mise à la terre d'une des phases du réseau non protégé directement par la bobine d'extinction.

INFLUENCE DE LA SATURATION SUR LE DEGRÉ DE DISSONANCE DE LA COMPENSATION

L'influence de la saturation a pour effet d'augmenter considérablement le courant inductif fourni par la bobine, et en général un degré de dissonance qui est négatif en régime de non saturation du noyau de fer de la bobine devient positif en régime saturé.

En effet :
$$1 + \varepsilon = \frac{1}{L \omega C_2 \omega}$$

or dans la région de la saturation rectiligne nous avons :

$$\frac{1}{L \omega} = \frac{1}{L_{\infty} \omega} \left(1 - \frac{E_0}{E_2} \right).$$

D'autre part

$$E_2 = \frac{\frac{E_0}{L_{\infty} \omega} - E_1 C_{12} \omega}{C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L_{\infty} \omega}}$$

solution correspondant au régime stable, donc en substituant :

$$1 + \varepsilon = \frac{1}{L_{\infty} \omega C_2 \omega} \frac{E_1 C_{12} \omega + E_0 (C_{12} \omega + C_2 \omega)}{\frac{E_0}{L_{\infty} \omega} + E_1 C_{12} \omega}$$

Finalement

$$1 + \varepsilon = \frac{E_0}{E_0 + E_1 C_{12} \omega L_{\infty} \omega} + \frac{E_1 C_{12} \omega + E_0 C_{12} \omega}{C_2 \omega (E_0 + E_1 C_{12} \omega L_{\infty} \omega)}.$$

Le premier terme est inférieur à 1 ce qui montre que, en théorie tout au moins le degré de dissonance peut être négatif et à *fortiori* nul. Or en pratique la valeur $E_1 C_{12} \omega L_{\infty} \omega$ est très faible par rapport à celle de E_0 .

Le degré de dissonance possède alors sensiblement la valeur :

$$\varepsilon = \frac{C_{12}}{C_2} \frac{E_1 + E_0}{E_0} \quad \text{ou} \quad \varepsilon = \lambda \left(1 + \frac{E_1}{E_0} \right)$$

or nous avons vu précédemment que pour un degré de dissonance voisin de λ il y avait surtension d'après la formule suivante :

$$E_2 = E_1 \frac{\lambda}{\lambda - \varepsilon}.$$

Or les tensions E_1 et E_0 sont sensiblement de même ordre de grandeur, donc le degré de dissonance est à peu près égal en saturation à :

$$\lambda \left(1 + \frac{E_1}{E_0} \right).$$

D'où la tension du point neutre correspondante

$$E_2 = E_1 \frac{\lambda}{\lambda - \lambda \left(1 + \frac{E_1}{E_0} \right)} = E_0.$$

Ceci n'est qu'un ordre de grandeur, mais en pratique les résultats expérimentaux donnent des tensions de point neutre à peine supérieures à la tension du coude de la caractéristique magnétique soit $\frac{E_0}{1 - \frac{L_\infty}{L_0}}$.

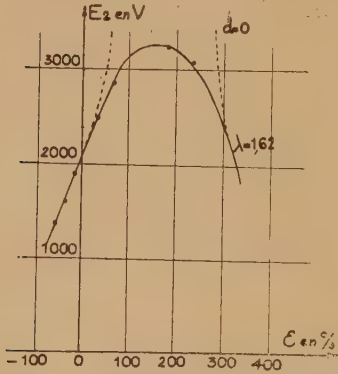


Fig. 32. — Courbe expérimentale relevée sur notre réseau d'essais.

considérée comme fonction de ε , cette courbe ne sera pas continue, il en manquera une partie.

D'ailleurs tout ceci se trouve confirmé par la pratique ainsi que le montre la courbe expérimentale $E_2 = f(\varepsilon)$ relevée sur la bobine de notre réseau d'essais (figure 32).

INFLUENCE DES CARACTÉRISTIQUES DES RÉSEAUX
SUR LA VALEUR DE L'AMORTISSEMENT.

Nous avons supposé les résistances constantes indépendantes de la tension du point neutre et groupées en une seule résistance équivalente R branchée entre le point neutre du réseau et le sol. La valeur de $\frac{1}{R}$ était

$$\frac{1}{R} = \frac{r}{L^2 \omega^2} + \frac{1}{R_{12}} + \frac{1}{R_2} + s C_{12}^2 \omega^2$$

où r était la résistance de la branche contenant la bobine, la prise de terre, le transformateur protégé et une partie des conducteurs du réseau qu'il alimente. D'autre part s était la résistance de la branche du circuit contenant la mise à la terre, R_2 la résistance d'isolement du réseau protégé et R_{12} celle des deux réseaux entre eux. Ces résistances étant calculées dans le circuit formé par les deux réseaux, toutes forces électromotrices étant supprimées, sauf celle de mise à la terre au point de défaut f.é.m. monophasée.

En réalité la conductance $\frac{1}{R}$ se compose d'une somme de deux termes l'un constant $\frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_{12}} + s C_{12}^2 \omega^2$, l'autre fonction de la tension $\frac{r}{L^2 \omega^2}$ en cas de saturation. En effet ce dernier contenant $L\omega$ est fonction de la tension, au-dessus de la limite de saturation le terme $\frac{r}{L^2 \omega^2}$ ira en augmentant de valeur pour des variations croissantes de la tension du point neutre, par conséquent l'amortissement augmentera également. Il en résultera une nouvelle limitation de la tension aux bornes de la bobine. Les valeurs expérimentales seront de ce fait inférieures aux valeurs théoriques dans la mesure où le terme $\frac{r}{L^2 \omega^2}$ sera important. Cette influence peut être très sensible, car la valeur de l'inductance $L\omega$ peut facilement tomber, en cas de saturation à la moitié de sa valeur initiale. Le terme $\frac{1}{L^2 \omega^2}$ devient alors quatre fois plus important. Il serait d'ailleurs possible de tenir compte de l'influence de la saturation sur l'amortissement en remplaçant $\frac{1}{L\omega}$ en fonction de la tension E_2 et en explicitant la tension. Mais le résultat

obtenu perdrait beaucoup en simplicité pour une faible augmentation de précision.

D'autre part nous avons vu dans la formule (3) que le dénominateur de la fonction donnant E_2 était $E_1 \sqrt{\left(\frac{1}{R_{12}} + s C_{12}^2 \omega^2\right)^2 + C_{12}^2 \omega^2}$ d'une façon générale la résistance d'isolement entre les deux réseaux est assez importante, étant donné que la distance sur laquelle les deux réseaux sont parallèles, n'est jamais bien importante.

D'autre part nous avons supposé la résistance s de la branche contenant la mise à la terre négligeable, s'il n'en est pas ainsi il suffira de remplacer dans toutes les expressions où intervient la quantité $E_1 C_{12} \omega$ celle-ci par

$E_1 \sqrt{\left(\frac{1}{R_{12}} + s C_{12}^2 \omega^2\right)^2 + C_{12}^2 \omega^2}$. Ceci ne change d'ailleurs absolument rien à l'allure générale, des phénomènes décrits précédemment, mais la tension du point neutre se trouve légèrement augmentée.

CAS DE L'INFLUENCE RÉCIPROQUE DE DEUX RÉSEAUX

Nous avons vu précédemment le rôle que jouait vis-à-vis de la surtension du point neutre la capacité C_2 du réseau protégé. La capacité mutuelle des deux réseaux quoique étant le principal facteur du problème, possède d'ordinaire une valeur beaucoup moins élevée et surtout beaucoup moins sujette à variations que la capacité C_2 .

Si nous considérons un réseau protégé par une bobine d'inductance $L\omega$, et dont la somme des capacités C_2 par rapport au sol soit constante, la capacité mutuelle C_{12} par rapport à un réseau voisin étant considéré comme variable, la représentation graphique de la formule (5) montre qu'au cas où le terme $C_2 \omega - \frac{1}{L\omega}$ est positif c'est-à-dire en sous-compensation la tension du point neutre croît d'une façon continue jusqu'à une limite égale à la tension du réseau mis à la terre (fig. 33). Au contraire en cas de surcompensation le terme $C_2 \omega - \frac{1}{L\omega}$ est négatif, le dénominateur $C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L\omega}$ peut donc s'annuler. Par suite la tension du point neutre peut prendre des valeurs plus élevées que la tension E_1 du réseau mis à la terre, ces valeurs sont d'ailleurs limitées par la saturation de la

bobine (fig. 34). Dans ce dernier cas pour des augmentations assez faibles

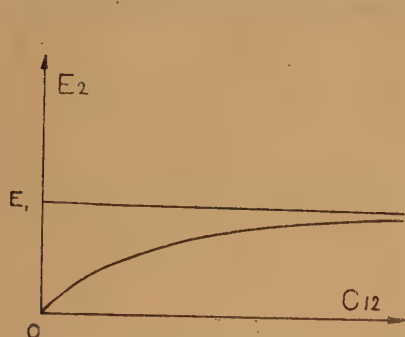


Fig. 33. — Influence réciproque de deux lignes dans le cas d'un réseau sous compensé.

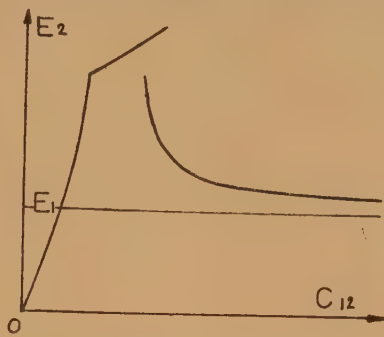


Fig. 34. — Influence réciproque de deux lignes dans le cas d'un réseau surcompensé.

de la capacité C_{12} nous pouvons obtenir des surtensions du point neutre relativement beaucoup plus fortes.

La figure 35 représente à la fois l'influence de la capacité mutuelle des

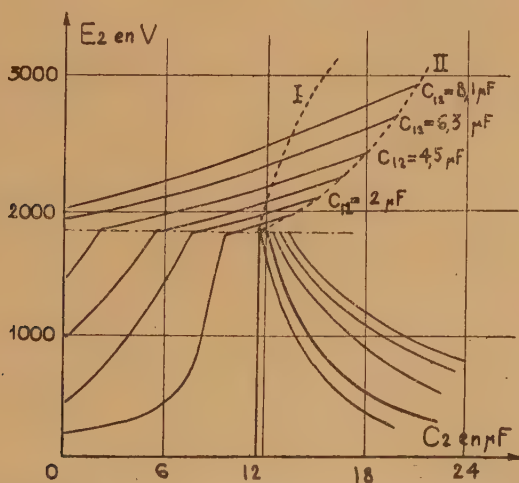


Fig. 35. — Influence de la capacité mutuelle de deux réseaux et de la capacité du réseau protégé sur la tension du point neutre de ce dernier en cas de saturation de la bobine.

deux réseaux et celle de la capacité du réseau protégé. En effet, nous avons

considéré la tension du point neutre comme fonction de la capacité C_2 , la capacité mutuelle C_{12} étant prise comme paramètre variable. Nous obtenons alors une série de courbes $E_2 = f(C_2)$ pour des valeurs différentes de C_{12} . Chaque courbe se composant de deux parties de branches d'hyperbole en régime non saturé et d'une autre partie de branche d'hyperbole pour le régime saturé. La résistance d'amortissement étant supposée infinie. La courbe I correspond à la capacité limite pour laquelle la saturation est certaine, alors que la courbe II correspond à la capacité limite pour laquelle la saturation est encore possible suivant la valeur que possède

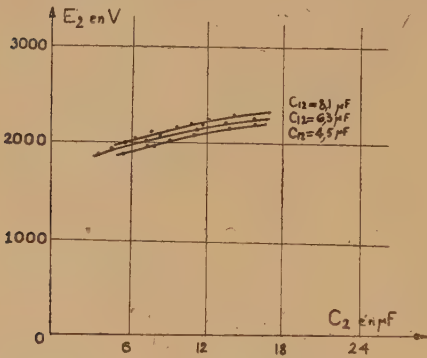


Fig. 36. — Courbes relevées sur une bobine à noyau saturé dont la caractéristique magnétique est celle de la courbe II fig. 5. La tension $E_1 = 2000$ V.

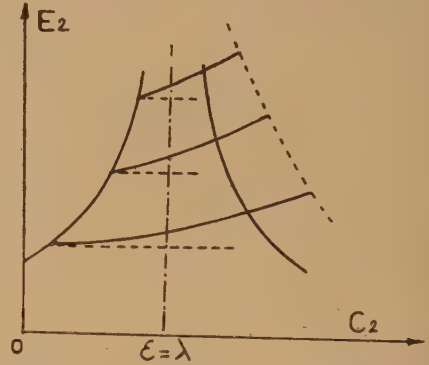


Fig. 37. — Influence de la tension du coude der la caractéristique magnétique de la bobine inductive.

la tension du réseau au moment de la mise à la terre. Ces deux courbes tendent vers un point commun ayant pour coordonnées $\frac{E_0}{1 - \frac{L_\infty}{L_0}}$ et

$C_2 = \frac{1}{L_\infty \omega^2}$ valeur que théoriquement la tension du point neutre pourrait avoir pour une capacitance mutuelle nulle, les deux branches d'hyperbole correspondantes en régime non saturé étant alors réduites à deux droites rectangulaires.

En vue de vérifier les résultats théoriques précédents relatifs au fonctionnement de bobines d'inductance saturées, nous avons relevé expérimentalement quelques courbes $E_2 = f(C_2)$ de la tension du point neutre pour différentes valeurs de la capacité mutuelle (fig. 36). La concordance avec les courbes théoriques (fig. 35) est assez bonne, la précision étant

suffisante à un point de vue industriel. Cependant il est à noter que les courbes à faible capacitance mutuelle ont plutôt des valeurs légèrement supérieures à celles qu'indique la théorie, alors que l'inverse se produit pour les fortes capacités mutuelles.

INFLUENCE DES CARACTÉRISTIQUES DE LA BOBINE

En régime correspondant à la non saturation de la bobine pour des capacités C_{12} et C_2 les courbes caractéristiques de la tension du point neutre en fonction de l'inductance $L\omega$ de la bobine $E_2 = f(L\omega)$ sont des hyperboles ayant pour axe vertical la parallèle aux axes des tensions menée par le point d'inductance $L\omega = \frac{1}{C_2\omega}$.

Mais dans le cas de la saturation trois facteurs interviennent : la tension E_0 , l'inductance $L_0\omega$ pour des tensions très faibles la bobine n'étant pas saturée, et l'inductance $L_\infty\omega$ que prendrait la bobine pour une tension infinie.

Supposons que les caractéristiques C_2 et C_{12} ainsi que l'inductance $L_0\omega$ soient fixes. Dans le cas de la saturation la fonction $E_2 = f(E_0)$ est une droite, alors que la fonction $E_2 = f(L_\infty\omega)$ est une hyperbole admettant une asymptote verticale pour $L_\infty\omega = \frac{1}{(C_2 + C_{12})\omega}$ pour cette valeur la tension du point neutre serait infinie, si l'amortissement était nul, il faudra donc s'en éloigner le plus possible.

La figure 37 montre l'influence de la tension du coude de la caractéristique magnétique, elle représente les diverses valeurs que prend la fonction $E_2 = f(C_2)$ pour une inductance non saturée $L_0\omega$ suivant les diverses valeurs que prend la tension $\frac{E_0}{1 - \frac{L_\infty}{L\omega}}$. Il y a intérêt à ne pas prendre une

valeur trop basse pour cette tension, dans certains cas après enclenchement le régime à tension élevée non prévu pourrait seul subsister.

INFLUENCE DE LA TENSION DU RÉSEAU A LA TERRE

Considérons la relation simplifiée donnant la tension du point neutre :

$$E_2 = \frac{E_1 C_{12} \omega}{C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L \omega}}$$

or $\frac{1}{L \omega}$ en régime de saturation est égal à :

$$\frac{1}{L \omega} = \frac{1}{L_{\infty} \omega} \left(1 - \frac{E_0}{E_2} \right)$$

ainsi que nous l'avons vu précédemment, donc en saturation

$$E_2 \left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L_{\infty} \omega} \right) + \frac{E_0}{L_{\infty} \omega} = E_1 C_{12} \omega.$$

Donc en négligeant les résistances, la tension du point neutre E_2 est de toutes façons une fonction linéaire de la tension du réseau mis à la terre E_1 .

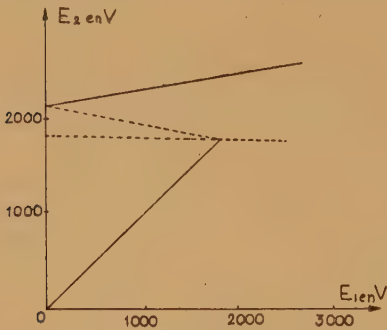


Fig. 38. — Variations théoriques de la tension du point neutre en fonction de la tension du réseau mis à la terre.

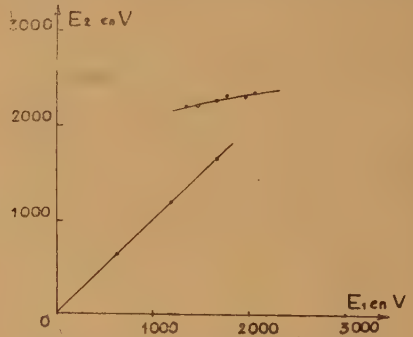


Fig. 39. — Courbe expérimentale obtenue sur notre réseau d'essais.

La représentation graphique de la fonction $E_2 = f(E_1)$ (figure 38) sera donc une droite OA passant par l'origine pour les régimes non saturés, puis une partie AB rectiligne correspondra aux régimes instables, enfin une partie BC, rectiligne également, représentera les variations de la tension du point neutre en fonction de la tension E_1 pour les régimes de saturation. Pratiquement la courbe $E_2 = f(E_1)$ sera un peu différente à cause des résistances d'amortissement, mais il est facile de se rendre compte d'après les résultats expérimentaux de la figure 39 que les différences ne sont pas très accusées sauf en ce qui concerne la valeur E_1 qui correspondant à la valeur minima du terme $C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L \omega}$ celui-ci n'étant plus nulle, n'est plus elle-même égale à zéro.

Il est à noter que dans ce cas les pertes augmentant rapidement avec la tension E_1 , les résistances d'amortissement ne sont plus constantes, la

courbe s'amortit de plus en plus, finalement la branche correspondant à la saturation n'est rectiligne que dans une certaine partie, car pour les faibles tensions E_1 , la conductance d'amortissement est prépondérante, le terme $C_2 \omega + C_{12} \omega - \frac{1}{L \omega}$ étant faible et pour les tensions E_1 élevées quoique cette conductance réactive soit forte la conductance d'amortissement l'est encore davantage.

DÉTERMINATION GRAPHIQUE DE LA TENSION DU POINT NEUTRE

Nous allons utiliser la formule générale donnant la tension du point neutre :

$$E_2 = \frac{E_1 C_{12} \omega}{\sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L \omega}\right)^2}}.$$

Nous supposons la résistance R d'amortissement indépendante de la tension E_2 et l'inductance $L \omega$ de la bobine fonction de cette tension lorsque cette dernière dépasse la valeur $\frac{E_0}{1 - \frac{L_\infty}{L_0}}$.

L'équation précédente peut s'écrire :

$$\frac{E_2^2}{R^2} + E_2^2 \left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L \omega}\right)^2 = E_1^2 C_{12}^2 \omega^2$$

où $\frac{E_2}{R}$ est le courant actif I_a et $E_2 \left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L \omega}\right)$ est un courant réactif I_r . Ce dernier est la différence des valeurs absolues du courant capacitif $E_2 (C_{12} \omega + C_2 \omega)$ et du courant inductif développé par la bobine $\frac{E_2}{L \omega}$.

Or si nous portons en ordonnées les tensions E_2 et en abscisses les courants inductifs $I_L = \frac{E_2}{L \omega}$ nous obtenons la caractéristique magnétique de la bobine (fig. 40). Nous allons supposer comme précédemment cette caractéristique composée de deux parties rectilignes OA et AB. Si nous portons sur la même figure la caractéristique capacitive $I = (C_{12} + C_2) \omega E_2$ nous obtenons une droite OD dont la pente $\frac{E_2}{I}$ est $\frac{1}{(C_{12} + C_2) \omega}$, les valeurs

des capacités C_{12} et C_2 étant pratiquement indépendantes des tensions qui leur sont appliquées. Cette droite OD coupera d'ailleurs la caractéristique magnétique de la bobine en un point C, la valeur de la pente de la droite AB $\frac{1}{L_0 \omega}$ étant généralement assez voisine de la valeur $C_2 \omega$.

La caractéristique résultante $I_r = C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L \omega}$ se composera d'un ensemble de deux droites OA' et A'C'. Si nous ne considérons que les valeurs absolues des courants réactifs $E_2 \left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L \omega} \right)$ la partie de la caractéristique résultante correspondant à une surcompensation sera

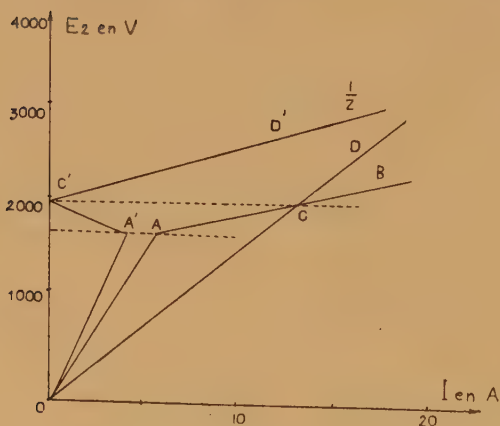


Fig. 40.

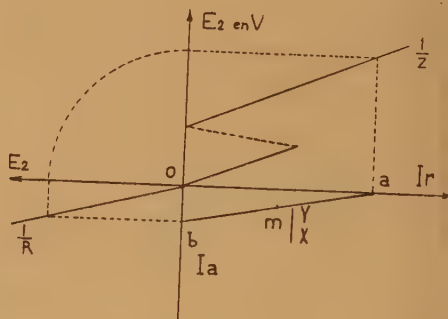


Fig. 41.

C'D'. Le point C' du courant nul correspondant à la tension du point d'intersection des caractéristiques capacitives et inductives. Il est à noter que la partie A'C' correspond à un régime instable nous n'avons donc pas à nous en occuper.

Reportons cette caractéristique résultante en portant les tensions E_2 en ordonnées verticales, en abscisses les courants réactifs I_r . D'autre part traçons la droite $I_a = \frac{E_2}{R}$ en reportant les tensions horizontalement et les courants actifs I_a verticalement, mais vers le bas (fig. 41). Pour une tension donnée E_2 nous obtenons un courant actif $I_a = ob$ et un courant réactif $I_r = oa$ la résultante de ces deux courants aura pour valeur celle

représentée par le segment ab à l'échelle des courants. Or le problème consiste à trouver la valeur de la tension E_2 connaissant la valeur du segment ab qui correspond au courant $E_1 C_{12} \omega$ puisque nous devons avoir :

$$\frac{E_2^2}{R^2} + E_2^2 \left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L \omega} \right)^2 = E_1^2 C_{12}^2 \omega^2.$$

Considérons le milieu m du segment ab . Le lieu de ce point m quand E_2 varie est un segment de droite. En effet, soit XY les coordonnées du point m nous aurons :

$$X = \frac{1}{2} I_a = \frac{E_2}{2R}$$

$$Y = \frac{1}{2} I_r = \frac{E_2}{2} \left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L \omega} \right)$$

or lorsque la bobine n'est pas saturée $\frac{1}{L \omega}$ est constant, donc

$$Y = R X \left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L_0 \omega} \right)$$

c'est une droite passant par l'origine.

D'autre part en saturation

$$\frac{1}{L \omega} = \frac{1}{L_\infty \omega} \left(1 - \frac{E_0}{E_2} \right)$$

et
$$Y = \frac{1}{2} E_2 \left[C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L_\infty \omega} \left(1 - \frac{E_0}{E_2} \right) \right]$$

soit
$$Y = \frac{1}{2} E_2 \left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L_\infty \omega} \right) + \frac{E_0}{2 L_\infty \omega}$$

or
$$E_2 = 2 R X.$$

Le lieu du point m est encore une droite :

$$Y = R X \left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L_\infty \omega} \right) + \frac{E_0}{L_\infty \omega}.$$

Donc pour les tensions correspondant à la non-saturation de la bobine le lieu des milieux des segments ab est un segment de droite oA (fig. 42), passant par l'origine et limité au point A correspondant à la tension du coude de la caractéristique magnétique. Pour les régimes de saturation

le lieu est une demi-droite BC. Le point B correspond à la moitié de la valeur du courant actif pour une tension telle que le courant réactif soit nul, de plus la droite BC est symétrique de la droite BA par rapport à la perpendiculaire menée par le point B sur l'axe des courants actifs. Le segment BA ne doit pas être considéré, car il correspond à des régimes instables.

Ce lieu étant connu, il suffira de prendre sur celui-ci un point tel que sa

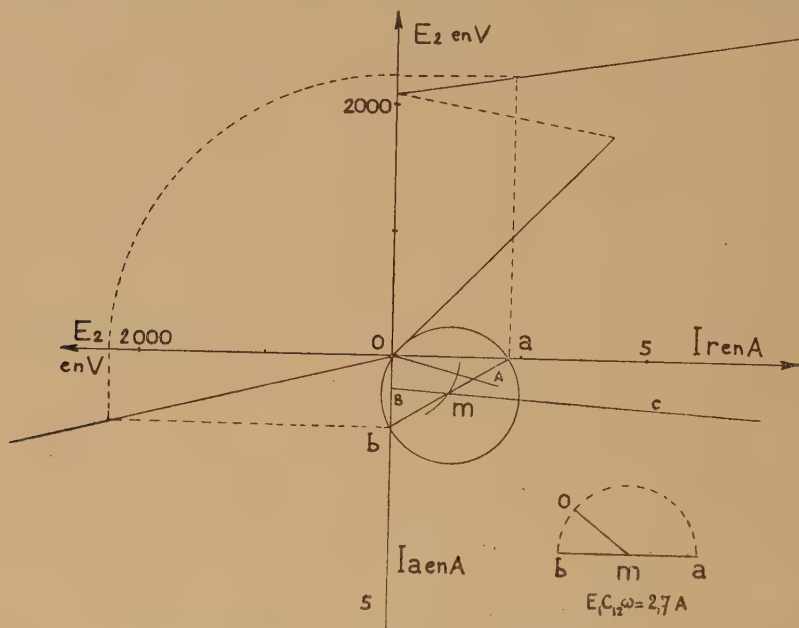


Fig. 42. — Détermination graphique de la tension du point neutre.

distance au point o soit égale à la moitié du courant $E_1 C_{12} \omega$, puis de ce point comme centre tracer un cercle de rayon égal à la moitié du vecteur $E_1 C_{12} \omega$ l'intersection de ce cercle avec les axes des courants I_a et I_r doit donner par rappel sur les caractéristiques $\frac{E_2}{R}$ et $E_2 \left(C_{12} \omega + C_2 \omega - \frac{1}{L \omega} \right)$ la même valeur pour la tension E_2 .

Il est aisé de voir que suivant la valeur du courant $E_1 C_{12} \omega$ il peut exister une seule solution en régime de non saturation, deux solutions dont une en régime saturé ou une seule solution en régime saturé.

Si nous voulions tenir compte des résistances $\frac{1}{R_{12}}$ et $s C_{12}^2 \omega^2$ il suffirait de remplacer $E_1 C_{12} \omega$ par $E_1 \sqrt{\left(\frac{1}{R_{12}} + s C_{12}^2 \omega^2\right)^2 + C_{12}^2 \omega^2}$ la construction eut été aussi simple.

En résumé pour déterminer graphiquement la tension du point neutre, il suffit de tracer :

1° La caractéristique des courants réactifs, résultante des caractéristiques capacitive et inductive $E_2 (C_{12} + C_2) \omega$ et $\frac{E_2}{L \omega}$ caractéristique composée d'ailleurs uniquement de parties rectilignes.

2° La caractéristique $\frac{E_2}{R}$ par rapport à deux axes de coordonnées tels que les extrémités des vecteurs courant actif I_a et courant réactif I_r donnent immédiatement leur résultante.

3° Le lieu des milieux des vecteurs résultants, lieu composé de parties rectilignes déterminé par deux points particuliers.

Puis trouver un point sur ce lieu distant de l'origine des coordonnées de la moitié de la valeur du segment représentant le courant $E_1 C_{12} \omega$ à l'échelle des courants utilisés. Ce point étant situé au milieu de la résultante des courants réactifs et actifs le problème est résolu, car les courants I_e et I_r sont alors déterminés et la tension du point neutre l'est également.

La figure 42 représente la détermination graphique de la tension du point neutre d'un réseau, dont les caractéristiques sont les suivantes :

$$C_{12} = 4,3 \mu F \quad C_2 = 15,6 \mu F \quad E_1 = 2000V.$$

Résistance totale équivalente $R = 1600$ ohms.

Or deux solutions sont possibles

$$E_2 = 2240V \quad \text{et} \quad E_2 = 1110V.$$

Or l'expérience indique une valeur de la tension du point neutre correspondant à un régime saturé $E_2 = 2220V$.

CHAPITRE IV

INFLUENCE DE LA LONGUEUR DES LIGNES EN CAS DE TRANSPORT D'ÉNERGIE A LONGUE DISTANCE

Dans l'étude qui précède nous avons supposé, suivant les méthodes usuelles, la capacité de chaque ligne par rapport au sol concentrée en un point. Dans ces conditions, le courant capacitif ne traverse qu'une partie du circuit, celle comprise entre le point de défaut et le point neutre du transformateur, mais alors la valeur qu'on lui attribue est certainement différente de sa valeur réelle. Ainsi que nous l'avons vu précédemment, la formule exprimant la condition de résonance employée généralement est la suivante :

$$LC \omega^2 = 1.$$

La réactance $L\omega$ de la bobine et la capacité totale C par rapport au sol de la ligne triphasée interviennent seules. La réactance propre de la ligne triphasée, sa résistance linéaire, ainsi que sa résistance d'isolement par rapport au sol sont négligées. Mais dans les lignes, dont la longueur totale est assez grande, par exemple supérieure à 100 km., la réactance de la ligne n'est plus négligeable. De plus il convient de considérer la capacité de la ligne comme répartie uniformément sur toute sa longueur. L'influence de la distance comprise entre l'origine de la ligne et le point de départ doit donc être étudiée de plus près, car cette variable intervient certainement dans le problème en modifiant la compensation du courant de terre. Il se pourrait dans ces conditions que le courant de terre acquiert très vite une valeur importante avec l'augmentation de la distance de l'origine de la ligne au point de défaut, entraînant de ce fait un accroissement de la valeur du courant résiduel.

Nous nous proposons donc d'étudier cette question en admettant cette fois la répartition uniforme des capacités par rapport à la terre, et en tenant compte de la réactance $L'\omega$ de la ligne. Bien que les résistances des conducteurs soient loin d'avoir un rôle négligeable dans cette question, nous ne nous en occuperons point, car elles ne font que provoquer des

chutes de tension, donc une diminution du courant de terre et du courant résiduel. Nous avons vu d'ailleurs quelque chose d'analogue précédemment, la résistance ohmique diminue les surtensions, c'est pourquoi nous nous placerons ici dans le cas le plus défavorable, celui des résistances négligeables.

Considérations générales sur les lignes à réactance non négligeable. — Considérons un élément de ligne OA, dont la réactance linéaire soit $L'\omega$ et la capacité par rapport au sol C par unité de longueur (fig. 43). Soit I le courant circulant dans un élément infiniment petit de longueur dx , dU la différence de potentiel aux bornes de cet élément, U sa tension par

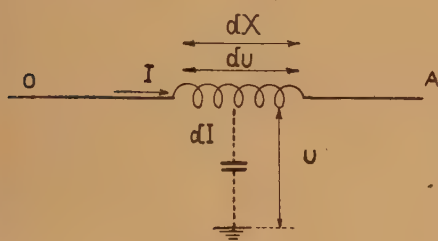


Fig. 43. — Schéma des caractéristiques d'un élément de ligne.

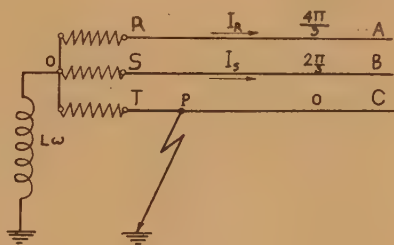


Fig. 44.

rapport au sol et dI le courant capacitif s'écoulant par la capacité C dx dans le sol.

Nous aurons alors les relations suivantes entre ces éléments :

$$\begin{aligned} dU &= + j L' \omega dx I \\ dI &= + j C \omega dx U \end{aligned}$$

En posant $\omega^2 L' C = a^2$ nous tirons des deux équations précédentes :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 U}{dX^2} + a^2 U &= 0 \\ I &= - \frac{j}{L' \omega} \frac{dU}{dX} \end{aligned}$$

L'intégrale générale de la première équation est de la forme :

$$U = A \sin (ax + \varphi)$$

où A et φ sont deux constantes dépendant des conditions à l'origine et au bout de ligne,

La seconde équation nous donne :

$$I = -j \frac{a}{L' \omega} A \cos(ax + \varphi) \quad \text{or} \quad \frac{a}{L' \omega} = \sqrt{\frac{C}{L'}}.$$

Ces deux équations sont valables quelles que soient les conditions à l'origine ou à l'extrémité du tronçon de ligne considéré, mise à la terre inductive, mise à la terre directe, etc...

Nous allons appliquer ces considérations à l'étude d'une ligne triphasée, dont le point neutre est mis à la terre par l'intermédiaire d'une bobine de réactance $L\omega$, une des phases possédant une terre franche en un point P (fig. 44).

Mise à la terre d'une phase dans une ligne simple triphasée. — Nous supposons pour commencer qu'il ne se produit pas de chute de tension appréciable dans le transformateur alimentant cette ligne.

Considérons le tronçon de ligne TP (fig. 44) compris entre l'origine et le point mis à la terre. Conformément aux résultats précédents nous avons pour le courant résiduel, c'est-à-dire celui circulant dans la phase à la terre au point P de défaut situé à une distance x de l'origine :

$$I_P = -j A' \sqrt{\frac{C}{L'}} \cos(ax + \varphi).$$

Il nous faut déterminer les deux constantes A' et φ , or au point P la tension U par rapport au sol est nulle, donc :

$$U_P = A' \sin(ax + \varphi) = 0 \quad \text{donc} \quad \varphi = -ax.$$

D'autre part au point T nous aurons :

$$U_T = -A' \sin ax \quad \text{d'où} \quad A' = -\frac{U_T}{\sin ax},$$

d'où le courant résiduel :

$$I_P = +j \frac{U_T}{\sin ax} \sqrt{\frac{C}{L'}}.$$

Pour déterminer la tension du point T, U_T nous allons exprimer que la somme des courants du point neutre O est nulle.

Soit E la tension de la phase T du transformateur, la tension du point neutre est $U_0 = E - U_T$ le courant inductif de la bobine sera :

$$I_0 = -j \frac{E}{L \omega} + j \frac{U_T}{L \omega}.$$

Le courant de la phase mise à la terre, au point T sera

$$I_T = +j U_T \cotg ax \sqrt{\frac{C}{L'}}$$

Les courants des deux phases saines seront en observant que le courant au bout de ligne est nul, c'est-à-dire :

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - al, \quad l \text{ longueur de la ligne :}$$

$$I_R = -j U_R \sqrt{\frac{C}{L'}} \tg al$$

$$I_S = -j U_S \sqrt{\frac{C}{L'}} \tg al$$

$$\text{d'où} \quad I_R + I_S = -j (U_R + U_S) \sqrt{\frac{C}{L'}} \tg al$$

or les tensions des points R et S par rapport au sol sont :

$$U_R = E e^{j \frac{4\pi}{3}} - E + U_T$$

$$U_S = E e^{j \frac{2\pi}{3}} - E + U_T$$

$$\text{or} \quad e^{j \frac{4\pi}{3}} = -\frac{1}{2} - j \frac{\sqrt{3}}{2}$$

$$\text{et} \quad e^{j \frac{2\pi}{3}} = -\frac{1}{2} + j \frac{\sqrt{3}}{2}$$

$$\text{d'où} \quad U_R + U_S = -3E + 2U_T$$

Donc :

$$I_R + I_S = -j (-3E + 2U_T) \sqrt{\frac{C}{L'}} \tg al$$

$$\text{Comme} \quad I_R + I_S + I_T + I_O = 0 \quad \text{soit}$$

$$-j (-3E + 2U_T) \sqrt{\frac{C}{L'}} \tg al + j U_T \sqrt{\frac{C}{L'}} \cotg ax - j \frac{E}{L\omega} + j \frac{U_T}{L\omega} = 0$$

D'où nous tirons :

$$U_T = -E \frac{3 \sqrt{\frac{C}{L'}} \tg al - \frac{1}{L\omega}}{\sqrt{\frac{C}{L'}} \cotg ax - 2 \sqrt{\frac{C}{L'}} \tg al + \frac{1}{L\omega}}$$

En reportant cette valeur dans l'expression du courant résiduel I_P trouvée précédemment nous obtenons finalement :

$$I_P = -jE \frac{3\sqrt{\frac{C}{L'}} \operatorname{tg} al - \frac{1}{L\omega}}{\cos ax - \left(2 \operatorname{tg} al - \sqrt{\frac{L'}{C}} \frac{1}{L\omega}\right) \sin ax} \quad (13)$$

Si nous voulons comparer cette expression à celle du courant de terre non compensé, il nous suffit de remplacer la réactance de la bobine $L\omega$ par une valeur infinie, nous obtenons alors :

$$I_t = -jE \frac{3\sqrt{\frac{C}{L'}} \operatorname{tg} al}{\cos ax - 2 \operatorname{tg} al \sin ax}$$

Pour une terre à l'origine à la sortie du transformateur le courant de terre I_0 est :

$$I_0 = -3jE \sqrt{\frac{C}{L'}} \operatorname{tg} al$$

or la valeur à donner à la conductance de la bobine d'extinction pour obtenir une compensation complète du courant de terre est précisément :

$$\frac{1}{L\omega} = 3\sqrt{\frac{C}{L'}} \operatorname{tg} al$$

car pour cette valeur l'expression (13) du courant résiduel s'annule.

Ce résultat est remarquable à plus d'un point de vue. En effet la valeur de l'inductance correspondant à l'accord en résonance de la bobine est indépendante de la variable x , distance comprise entre le transformateur et le point de défaut, le long de la ligne. D'autre part si nous posons :

$$3\sqrt{\frac{C}{L'}} \operatorname{tg} al = C\omega$$

pour des taux de dissonance assez faibles tels que ceux utilisés dans la pratique, nous pourrions supposer les capacités concentrées en divers points sans faire d'erreurs appréciables.

Ce résultat a également une influence sur la tension du point neutre.

En effet celle-ci est :

$$U_L = E - U_T$$

$$\text{soit } U_L = E + E \frac{3 \sqrt{\frac{C}{L'}} \operatorname{tg} al - \frac{1}{L \omega}}{\sqrt{\frac{C}{L'}} \operatorname{cotg} ax - 2 \sqrt{\frac{C}{L'}} \operatorname{tg} al + \frac{1}{L \omega}}$$

expression qui peut se mettre sous la forme :

$$U_L = \frac{E}{1 - \frac{3 \sqrt{\frac{C}{L'}} \operatorname{tg} al - \frac{1}{L \omega}}{\sqrt{\frac{C}{L'}} (\operatorname{tg} al + \operatorname{cotg} ax)}}$$

Or pour l'accord en résonance la tension du point neutre est précisément égale à la tension simple du transformateur et il est évident que pour des taux de dissonance très faibles, elle ne s'en écarte que très peu. La tension du point neutre est donc nettement fixée et par voie de conséquence celles des phases saines le sont également.

Soit ε le degré de dissonance pour une mise à la terre se produisant à l'origine de la ligne.

Posons :

$$\frac{1}{L \omega} = 3 \sqrt{\frac{C}{L'}} \operatorname{tg} al (1 + \varepsilon).$$

En reportant cette valeur dans les expressions du courant résiduel et de la tension du point neutre nous obtenons :

$$I_P = \frac{I_{to} \varepsilon}{\cos ax + (3 \varepsilon + 1) \operatorname{tg} al \sin ax}$$

$$U_L = \frac{E}{1 + 3 \varepsilon \frac{\operatorname{tg} al}{\operatorname{tg} al + \operatorname{cotg} ax}}.$$

Pour un degré de dissonance positif ces deux fonctions diminuent lorsque la variable x croît, résultat d'autant plus remarquable que l'inverse se produit dans un réseau non protégé par une bobine d'extinction, si son amortissement n'est pas suffisant.

Nous avons d'ailleurs traduit ces résultats dans les figures 45 et 46. La

première représente les variations du courant résiduel rapportées à valeur du courant de terre à l'origine en fonction de la distance x pour

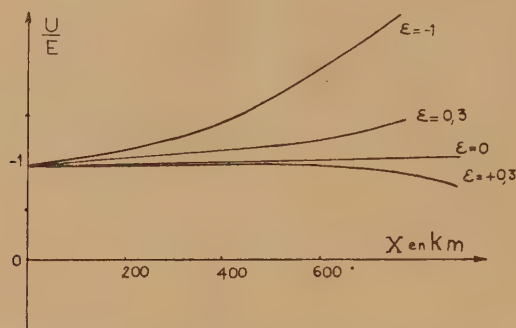


Fig. 45. — Variations du courant résiduel en fonction de la distance X pour différentes valeurs du degré de dissymétrie.

différentes valeurs du degré de dissymétrie. Les caractéristiques du réseau considéré sont supposées égales à 0,4 ohm par kilomètre et par phase pour la réactance de la ligne, à $0,5 \cdot 10^{-8}$ Farad par kilomètre et par phase pour

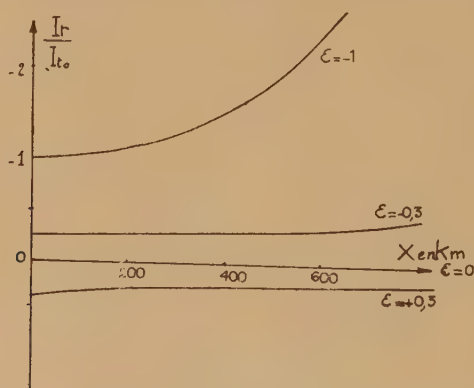


Fig. 46. — Variations de la tension du point neutre.

la capacité des conducteurs par rapport au sol, toutes les résistances étant négligées. La longueur du réseau étant de 700 kilomètres et sa fréquence 50.

Cette première série de courbes montre que même pour un degré de

dissonance assez élevé tels que ∓ 30 p. 100 la réduction du courant résiduel est importante et à peu près indépendante de la distance.

La figure 46 représente les variations de la tension du point neutre dans les mêmes conditions que précédemment, variations rapportées à la tension simple du transformateur alimentant la ligne. Les mêmes remarques faites au sujet du courant résiduel s'imposent également dans ce cas.

Il faut cependant bien noter que nous nous sommes placés dans le cas le plus défavorable, celui où toutes les résistances du réseau sont nulles et en particulier la résistance linéaire des conducteurs. En effet, celle-ci dans la pratique est du même ordre de grandeur que l'inductance linéaire, alors que l'influence des résistances d'isolement est bien plus faible et à peu près négligeable sans erreur appréciable.

Dans le cas où les résistances seraient prises en considération la composante capacitive du courant de terre non compensé croîtrait beaucoup moins vite avec l'augmentation de la distance x et même si la valeur des résistances était suffisamment élevée la valeur de cette composante capacitive diminuerait avec l'augmentation de x .

D'autre part les formules (13) donnant le courant résiduel et la tension du point neutre ont un dénominateur qui s'annule pour une distance x telle que :

$$\cotg ax = -(3\varepsilon + 1) \operatorname{tg} al.$$

Pour cette valeur le courant résiduel et la tension du point neutre seraient infinis. Pour éviter cela il faut

$$\cotg ax > -(3\varepsilon + 1) \operatorname{tg} al$$

pour toutes les valeurs de x comprises entre 0 et 1 soit :

$$\cotg al > -(3\varepsilon + 1) \operatorname{tg} al$$

or $\operatorname{tg} al$ est toujours positive, la condition se ramène alors à la suivante :

$$\varepsilon > -\frac{1}{3 \sin^2 al}.$$

Ce degré de dissonance limite est plus petit que -30 p. 100. Cela revient à dire que tous les degrés de dissonance normalement utilisables dans la pratique satisfont à la condition. Ce résultat a pour conséquence de permettre d'utiliser des réseaux beaucoup plus étendue qu'il ne serait possible de le faire sans bobine d'extinction protégeant le point neutre, et cela

d'autant plus que la compensation est plus forte. La longueur du réseau n'est donc plus limitée qu'à la valeur suivante :

$$l = \frac{1}{a} \operatorname{arc} \operatorname{tg} + \infty \quad \text{c'est-à-dire :} \quad \frac{\pi}{2 \omega \sqrt{L'C}}$$

car il ne faut pas oublier que le courant résiduel est proportionnel à *tg* α *l*. Cette restriction n'est d'ailleurs pas applicable uniquement en cas de mise à la terre, elle est valable en service normal.

D'autre part il est possible de limiter à volonté le déplacement de tension du point neutre. En effet l'expression de celui-ci est :

$$U_L - E = \frac{-3 \varepsilon E}{\cotg \alpha l \cotg \alpha x + 3 \varepsilon + 1}.$$

Cette expression augmente avec *x*, la limite supérieure pourra donc être donnée pour *x* = *l*

ou :

$$U_L - E = \frac{-3 \varepsilon E}{\cotg^2 \alpha l + 3 \varepsilon + 1}.$$

Pour être sûr d'avoir un déplacement de la tension du point neutre inférieur à 30 p. 100 ce qui correspond à une augmentation de 15 p. 100 de la tension des phases saines, nous aurons la condition :

$$\varepsilon > 0,04 (1 + \cotg^2 \alpha l).$$

De tout ce qui précède il résulte que l'influence du point de défaut ne produit aucun inconvénient dans le fonctionnement du réseau pour une compensation du courant de terre convenablement choisi.

Le transformateur du point neutre. — La bobine inductive ne se place pas toujours à l'origine de la ligne ; au point neutre du transformateur. Elle peut en effet être placée en n'importe quel point de la ligne par l'intermédiaire d'un transformateur de point neutre. Une des premières conséquences de cette méthode est la suppression de toute asymétrie dans le transformateur d'alimentation. Cette asymétrie était provoqué par l'écoulement de la charge monophasée à travers le point neutre, décharge qui a maintenant lieu par le transformateur de point neutre.

Si nous appelons *d* la distance comprise entre l'origine de la ligne et le transformateur de point neutre, *x* celle de l'origine au point de défaut et *l* la longueur de la ligne, voir figure 47, nous obtenons des résultats analogues à ceux trouvés précédemment pour le courant résiduel et la tension

du point neutre dans le cas d'une bobine connectée à l'origine de la ligne.
Le courant résiduel est :

$$I_P = -jE \frac{3 \sqrt{\frac{C}{L'}} [\operatorname{tg} ad + \operatorname{tg} a(l-d)] - \frac{1}{L\omega}}{\cos a(d-x) - \left[3 \operatorname{tg} ad + 2 \operatorname{tg} a(l-d) - \frac{1}{L\omega} \sqrt{\frac{L'}{C}} \right] \sin a(x-d)}$$

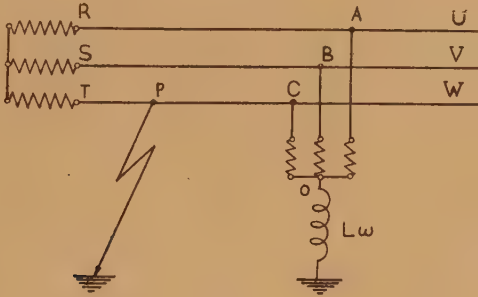


Fig. 47. — Transformateur de point neutre.

La tension aux bornes de la bobine d'extinction est :

$$U_L = \frac{+ E}{1 - \frac{3 [\operatorname{tg} ad + \operatorname{tg} a(l-d)] - \frac{1}{L\omega} \sqrt{\frac{L'}{C}}}{\operatorname{tg} a(l-d) + \operatorname{cotg} a(d-x)}}$$

L'examen de ces deux expressions indique la valeur à donner à la conductance de la bobine en cas de résonance :

$$\frac{1}{L\omega} = 3 \sqrt{\frac{C}{L'}} [\operatorname{tg} ad + \operatorname{tg} a(l-d)].$$

Ce résultat peut être généralisé, si au lieu de deux réseaux de longueur d et $l-d$ branchés sur le transformateur de point neutre, nous en avons plusieurs de longueurs $l_1, l_2 \dots l_n$ leurs autres caractéristiques restant les mêmes, nous aurons :

$$\frac{1}{L\omega} = 3 \sqrt{\frac{C}{L'}} [\operatorname{tg} al_1 + \operatorname{tg} al_2 + \dots + \operatorname{tg} al_n]$$

ou :

$$\frac{1}{L\omega} = 3 \sqrt{\frac{C}{L'}} \sum_{i=1}^n \operatorname{tg} al_i. \quad (14)$$

Lignes connectées en boucle. — Par une division bien appropriée de la ligne bouclée, ce cas peut être facilement ramené à celui des lignes simples. En effet, il existe certainement un point de la boucle où la chute de tension ou la surtension est maxima. C'est en ce point que l'on peut faire la division, ce qui nous permettra de considérer ce cas comme celui de deux lignes A et B protégées par la même bobine. Voir figuré 48.

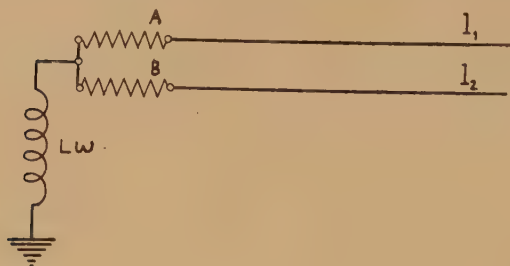


Fig. 48.

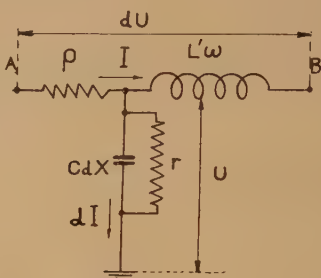


Fig. 49. — Schéma des caractéristiques d'un élément de ligne.

Si les caractéristiques des deux lignes sont semblables les deux longueurs des deux lignes sont égales et nous aurons :

$$\frac{1}{L\omega} = 6 \sqrt{\frac{C}{L'}} \operatorname{tg} al.$$

Si les longueurs des deux lignes ne sont point égales, la formule (14) qui est ici applicable nous donne :

$$\frac{1}{L\omega} = 3 \sqrt{\frac{C}{L'}} [\operatorname{tg} al_1 + \operatorname{tg} al_2].$$

Ajoutons qu'au cas où il existerait une influence réciproque entre deux lignes parallèles fixées sur les mêmes pylones, il y aurait lieu de tenir compte de l'inductance et de la capacitance mutuelles. Les résultats précédents seraient toujours applicables, seules les caractéristiques $\sqrt{\frac{C}{L'}}$ et $a = \omega \sqrt{CL'}$ auraient à subir une modification.

Influence des résistances. — Si nous voulons tenir compte des résistances, le problème se complique. En effet, considérons un élément de ligne AB de longueur dx figure 49). La réactance et la résistance de cet élément

seront $L' \omega dx$ et ρdx . Sa capacité et sa résistance d'isolement par rapport au sol seront $C dx$ et $\frac{r}{dx}$. Entre l'élément de courant dI , qui traverse l'ensemble de la capacité C et de la résistance r , et la tension U de l'élément AB , par rapport au sol, nous aurons la relation :

$$dI = + j C \omega dx U + \frac{U}{r} dx.$$

De même, entre la tension dU aux bornes de l'élément AB et le courant I le traversant, nous aurons une seconde relation :

$$dU = + j L' \omega dx I + \rho I dx.$$

En opérant ainsi que nous l'avons fait précédemment dans le cas des résistances nulles, nous obtenons le système suivant :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 U}{dX^2} + \left[\omega^2 L' C - \frac{\rho}{r} - j \left(\rho C \omega + \frac{L' \omega}{r} \right) \right] U &= 0 \\ \frac{d^2 I}{dX^2} + \left[\omega^2 L' C - \frac{\rho}{r} - j \left(\rho C \omega + \frac{L' \omega}{r} \right) \right] I &= \end{aligned}$$

En posant :

$$a = \sqrt{\omega^2 L' C - \frac{\rho}{r} - j \left(\rho C \omega + \frac{L' \omega}{r} \right)} = A - Bj$$

nous sommes ramenés au cas des résistances nulles avec cette différence toutefois que a est ici un nombre complexe.

Le courant de terre a maintenant deux composantes l'une active, l'autre réactive. Seule cette dernière sera compensable par l'intermédiaire de la bobine d'extinction. En cas de résonance, c'est-à-dire en cas de compensation complète de la composante réactive du courant de terre, la valeur à donner à l'inductance de la bobine sera l'inverse de la composante réactive de la conductance totale du réseau. Soit en utilisant les notations vues précédemment :

$$3 \frac{Bj - A}{\rho + j L' \omega} \operatorname{tg} (A - Bj) l$$

$\operatorname{tg} (A - Bj) l$ est une fonction de lignes trigonométriques circulaires et hyperboliques qui donne par développement :

$$\operatorname{tg} (A - Bj) l = \frac{\sin 2Al - j \operatorname{sh} 2Bl}{\operatorname{ch} 2Bl + \cos 2Al}$$

Finalement l'inductance de la bobine correspondant à la résonance est la suivante :

$$L \omega = \frac{1}{3} \frac{(\rho^2 + L'^2 \omega^2) (\operatorname{ch} 2Bl + \cos 2Al)}{(B\rho + AL'\omega) \sin 2Al + (A\rho - BL'\omega) \operatorname{sh} 2Bl}$$

avec $A = \sqrt{\frac{\omega^2 L' C - \frac{\rho}{r} + \sqrt{\left(\frac{1}{r^2} + C^2 \omega^2\right) (\rho^2 + L'^2 \omega^2)}}{2}}$

$$B = \sqrt{\frac{-\omega^2 L' C + \frac{\rho}{r} + \sqrt{\left(\frac{1}{r^2} + C^2 \omega^2\right) (\rho^2 + L'^2 \omega^2)}}{2}}$$

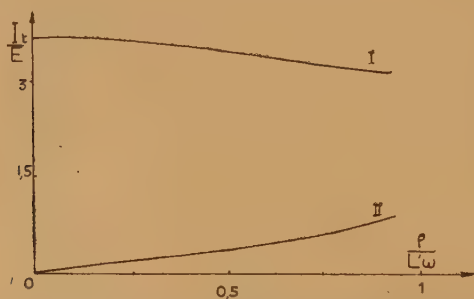


Fig. 50. — Variations des composantes actives (II) et réactives (I) du courant de terre en fonction du rapport $L'\omega$ de la résistance linéaire à l'inductance linéaire de la ligne.

D'ailleurs la plupart du temps la résistance d'isolement est suffisamment forte pour que $\frac{I}{r}$ puisse être négligée, dans ce cas :

$$A = \omega \sqrt{L' C} \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{L' \omega}\right)^2}}{2}}$$

de même $B = \omega \sqrt{L' C} \sqrt{\frac{-1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{L' \omega}\right)^2}}{2}}$

Pour souligner l'importance du facteur $\frac{\rho}{L' \omega}$ nous avons reporté sur la

figure 50 les valeurs des composantes actives et réactives du courant de terre non compensé en cas de mise à la terre à l'origine de la ligne pour diverses valeurs du rapport $\frac{\rho}{L'\omega}$ comprises entre 0 et 1. Le réseau considéré est supposé avoir une longueur de 700 km., une capacité linéaire de $0,5 \cdot 10^{-8}$ F./km, une réactance linéaire de $0\Omega,4$ par km et par phase.

Pour fixer les idées il est bon d'ajouter que d'ordinaire la composante wattée dépasse rarement le dixième de la valeur totale du courant de terre.

CONCLUSION

Les considérations théoriques ci-dessus relatives aux lignes de transport d'énergie de grande distance sont valables quelles que soient la tension et la distance, mais lorsque le courant de terre atteint des valeurs considérables comme c'est le cas pour les lignes à tension élevée, seule le réglage à résonance est à conseiller, autrement le courant résiduel prendrait une importance exagérée.

Dans le cas du réglage à résonance la compensation du courant de terre est indépendante de la position du départ et ceci malgré la conclusion théorique montrant que dans un réseau non protégé, le courant de terre dépend de la position de la mise à la terre. La tension de service et le genre d'alimentation sont sans influence sur la compensation. La fixation de la bobine en un seul point ou la répartition de plusieurs bobines en divers points du réseau n'a en général que peu d'importance, cependant pour des lignes de grande longueur possédant un fort courant de terre, il serait plus avantageux de disposer régulièrement des bobines partielles le long de la ligne.

Enfin les considérations théoriques précédentes montrent que même dans le cas de capacités uniformément réparties sur de longues distances et en tenant compte des résistances, il est possible de calculer convenablement l'inductance de la bobine en vue d'assurer une compensation parfaite d'un réseau.

CONCLUSION GÉNÉRALE A L'ÉTUDE DE LA BOBINE INDUCTIVE DE COMPENSATION

En cas de mise à la terre d'une phase d'un réseau symétrique, il est toujours possible de compenser exactement la composante capacitive du courant de terre. Mais si le réseau n'a pas ses capacités de phases par rapport au sol égales entre elles, il n'en est plus de même. Pour un réglage optimum de la bobine il circulera toujours au point de défaut, en plus de la composante active, une composante du courant de terre, provenant des capacités mais en phase avec la tension de mise à la terre, donc non compensable par le courant inductif de la bobine. De plus, en régime normal, le point neutre eu réseau sera sous tension par le fait de cette asymétrie des capacités, cette surtension sera précisément maxima pour un réglage en résonance de la bobine. Un degré de dissonance même très faible suffira d'ailleurs à la réduire notablement.

D'autre part si un réseau voisin dont une phase se trouve à la terre transmet par influence réciproque une tension d'asymétrie au point neutre d'un réseau protégé par une bobine d'inductance, cette surtension est maxima pour un degré de dissonance positif et égal au rapport de la capacité mutuelle des deux réseaux à la capacité du réseau sain par rapport au sol.

Ce problème a d'ailleurs beaucoup d'analogies avec celui de l'asymétrie des capacités, l'expression de la tension du point neutre en particulier est de la même forme dans les deux cas. C'est pourquoi l'influence de la saturation sur la tension du point neutre est la même, que cette tension soit provoquée par capacitance mutuelle ou par asymétrie des capacités.

L'influence de la saturation se manifeste par un abaissement considérable de l'inductance de la bobine, fonction d'ailleurs de la tension du point neutre. De ce fait il semble *à priori* que trois régimes soient possibles. Or il n'en est rien car un seul régime est possible pour des valeurs données des caractéristiques entrant dans la formule de la tension du point neutre. Cependant dans la zone des faibles surcompensations deux régimes sont possibles, si la valeur de la tension du point neutre en régime non saturé

n'est pas inférieure à la moitié de la tension du coude de la caractéristique magnétique de la bobine.

Il est toujours possible de calculer la tension du point neutre en régime saturé. Ce calcul est d'ailleurs particulièrement simple dans le cas de résistances négligeables, il est encore possible lorsque l'amortissement devient important mais il est plus avantageux d'utiliser dans ce cas la méthode graphique que nous avons exposée précédemment. En cas de saturation la tension du point neutre est sensiblement limitée par la valeur de la tension du coude de la caractéristique magnétique de la bobine, donc en pratique aucune surtension dangereuse du point neutre n'est à craindre dans un réseau protégé par une bobine inductive à dissonance.

Si la tension du réseau mis à la terre, dans le cas d'influence réciproque ou si la tension du réseau protégé, dans le cas d'asymétrie des capacités, varie quelque peu, la tension du point neutre varie également. Cette variation est continue sauf dans deux cas, en régime non saturé au voisinage du coude de la caractéristique magnétique de la bobine pour une faible augmentation de la tension du réseau, la tension du point neutre peut brusquement prendre la valeur correspondant au régime saturé. Inversement d'ailleurs en régime saturé si la tension du réseau diminue il existe un régime limite de saturation à partir duquel la tension du point neutre peut brusquement tomber à la valeur correspondant à celle du régime non saturé. Cependant ces variations de tension du point neutre sont très limitées.

De la connaissance de la tension du point neutre l'état du circuit formé par la mise à la terre se déduit facilement, car les différentes grandeurs tels que le courant inductif de la bobine et le courant résiduel sont alors déterminées.

Dans tout ce qui précède nous avons supposé la capacité d'une phase par rapport au sol concentrée en un point. Il serait beaucoup plus logique et plus vraisemblable de supposer cette capacité uniformément répartie le long des lignes. Or en faisant cette hypothèse nous constatons un fait des plus importants, l'inductance nécessaire à la compensation complète du courant de terre est totalement indépendante de l'endroit où se trouve le point de défaut sur la ligne. Il est toujours possible de calculer l'inductance de la bobine en résonance. De plus, pour des degrés de dissonance très faibles tels que ceux utilisés dans la pratique, le lieu du point de défaut n'a presque point d'influence même pour des lignes de grande longueur et dans ce cas les résultats précédents sont encore valables,

BIBLIOGRAPHIE

- W. PETERSEN. — *La compensation du courant capacitif de défaut à la terre et la suppression des arcs à la terre au moyen de la bobine d'extinction E.T.Z.*, 1915, p. 353 ; 1916, p. 129, 493 ; 1918, p. 341 ; 1919, n° 1 et 2 ; 1922, p. 1.203.
- P. BOUCHEROT. — *Résonance électrique dans un circuit dont la self induction contient du fer. Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, 22 mars 1920, t. CLXX, pp. 725-728. Reproduit dans la *R.G.E.*, 8 mai 1920, t. VII, p. 615-617.
- F. NOETHER. — *Au sujet des bobines d'extinction d'arc à la terre.* — *Electrotechnische Zeitschrift*, 22 déc. 1921, t. XLII, p. 1478-1482. Résumé dans la *R.G.E.*, 6 mai 1922, t. XI, p. 142, D.
- CONWELL et EVANS. — *Sur la compensation du courant de terre J.A.J.E.E.*, 1922, p. 140.
- BIERMANS. — *Sur la compensation du courant de terre, E.T.Z.*, 1922, p. 344.
- VIDONNE. — *La compensation du courant de terre et compte rendu d'essais de bobines d'extinction, R.G.E.*, 1923, p. 569.
- OLIVER et ERHARDT. — *Expériences faites avec bobines de compensation I.A.I.E.E.*, 1923, p. 904 et 1926, p. 227.
- LEWIS. — *Sur l'extinction d'arc par bobine fortement désaccordée I.A.I.E.E.*, 1923, p. 467.
- MAUDUIT. — *Sur le problème des défauts à la terre R.G.E.*, 1924, rapport n° 429.
- F. NOETHER. — *Perturbations dans les installations provoquées par la fusion des fusibles de protection des bobines de self de mise à la terre (surtension de chavirement).* *Revue B.B.C.*, juin 1934, p. 114-116, t. XI.
- STONE. — *Sur la compensation de courant de terre E.T.Z.*, 1925, p. 1355.
- BOLL. — Mannheim. — *Effet des bobines de mise à la terre et de compensation sur l'influence réciproque de deux lignes, E.T.Z.*, n° 45, 1926.
- J. FALLOU. — *Sur la compensation du courant de terre (danger de résonance).* *R.G.E.*, 1930, *C.I.G.R.E.*, 1931, rapport n° 30.
- B.B.C. — *Compte rendu d'essais sur l'influence réciproque de deux lignes, Revue B.B.C.*, n° 1105 F ; XI, 6 août 1930.
- X.... — *Influence des bobines inductives sur les conséquences pratiques des mises à la terre. Bulletin A.S.E.* 1930, fascicule 15, p. 490.
- OBERDORFER. — *Der erdschluss und seine bekämpfung*, Vienne 1930.

- A. VAN GASTEL. — *Détermination de la puissance des bobines d'extinction branchées sur des transformateurs*, Revue B.B.C., n° 8, août 1931.
- H. CROUTELLE. — *Les défauts à la terre sur les lignes aériennes et souterraines, leurs conséquences, les moyens de les prévenir*, R.G.E., Paris, 1931 (20 juin, t. XXIX, p. 973-990).
- HUTER et SCHAFER. — *Sur la mesure du degré de compensation du courant capacitif de défaut à la terre*. E.T.Z., 1931, p. 1023.
- NIEREBNERGER. — *Comment accorder et contrôler la compensation du courant de terre dans les réseaux compensés par bobine de mise à la terre*. Rapport 107 de la C.I.G.R.E., 1931.
- A. VAN GASTEL. — *Sur les déplacements de tension du point neutre et la division, de la puissance des bobines de compensation*. Bulletin S.E.V., n° 7, janvier 1932.
- X.... — *Les perturbations provoquées par les mises à la terre accidentelles*. Electrical Engineering, VIII, 1932, p. 638.
- MENGE. — *Sur les résultats obtenus en Allemagne avec les bobines d'extinction Petersen*. Electrical World, 1932, p. 362.
- RUDENBERG. — *Electrische Schaltvorgänge* (V. Exposé sur le gradient du potentiel, p. 187). Springer, Berlin 1933.
- SCHULZE. — *Sur les problèmes des défauts à la terre dans les grands réseaux de câbles armés*, Electrizitätswirtschaft, 1933.
- ROUELLE. — *Contribution à l'étude expérimentale de la ferro résonance* R.G.E. 1934. Thèse présentée à la Faculté de Lille.
- A. ILLIOVICI. — *Les coordonnées symétriques en électrotechnique*, Librairie J.J. Bail lière, Paris, 1934.
- J. FALLOU. — *Les problèmes de la transmission d'énergie électrique*. Paris Bail lière, 1934.
- O. YADOFF. — *Note sur l'emploi des composantes symétriques*, L'enseignement scientifique, n° 66, p. 188, 1934.
- GILKESON et JEANNE. — *Sur l'isolement des réseaux H.T. et la protection du point neutre*. El. Eng., 1934, p. 1301.
- NORTH et EATON. — *Sur l'extinction d'arc par bobine inductive*, E. Eng., 1934.
- P. MATHON. — *Protection contre les mises à la terre accidentelles au moyen de bobines inductives d'extinction*. Publications de la Chaire d'électrotechnique et de physique industrielle de la Faculté des Sciences de Grenoble, n° 59, 1934.
- A. VAN GASTEL. — *Surtensions du point neutre dues à un raccordement incorrect des bobines d'extinction et moyen d'éviter ces surtensions*. C.I.G.R.E., 1935, rapport n° 306.
- J. FALLOU. — *Les réseaux de transmission d'énergie*. Paris, Gauthier-Villars, 1935.
- BARBILLION et YADOFF. — *Etat actuel et tendances en matières de production massive d'énergie en vue des interconnexions*. — Publications de la Chaire d'électrotechnique, n° 80, Institut Fourier, Grenoble, 1935.

- LEWIS. — *Sur l'expérience américaine avec les bobines Petersen* *Gen. El., Rev.*, n° 4, t. 38, avril 1935.
- GLEM. — *Sur l'isolement des réseaux et la protection du point neutre*, *El. Eng.* 1935, p. 30.
- CAROLL et SIMMONS. — *Le courant résiduel et l'effet de couronne*, *El. Eng.* 1935, p. 846.
- POMA. — *La compensation du courant de terre*, *C.I.G.R.E.* 1935, rapport n° 309.
- WILLHEIM. — *Das Erdschlussproblem in Hochspannungsnetzen*, Berlin 1936, Springer, édit.
- VILLIERS. — *Résultats d'expériences de la Société Ouest Lumière Union Int. des Prod. et Distrib. d'Energie Electrique*, 1936, rapport n° 111, A.S.
- RAMELOT et POMA. — *De la compensation du courant de terre dans les réseaux de distribution à moyenne tension* *C.I.G.R.E.*, 1937, rapport n° 321.
- E. GROSS. — *Le degré de compensation et sa mesure dans les réseaux compensés par bobine d'extinction* *C.I.G.R.E.*, 1937, rapport n° 326.
- W. SCHAFER. — *La diffusion du système de compensation du courant de terre dans les réseaux à haute tension* *C.I.G.R.E.*, 1937, rapport n° 329.
-

TABLE DES MATIÈRES

	Pages.
AVANT-PROPOS	5
HISTORIQUE DE LA COMPENSATION DU COURANT DE TERRE PAR BOBINE D'EXTINCTION	7
INTRODUCTION	9
CHAPITRE I. — Généralités	11
Considérations générales sur les défauts de symétrie	11
Mise à la terre directe du point neutre d'une ligne triphasée	14
Installation expérimentale	17
CHAPITRE II. — Etude de la mise à la terre inductive du point neutre	21
Utilisation de la bobine. — Ses divers modes de fonctionnement	21
Protection d'un réseau à capacités symétriques	22
Influence de l'asymétrie des capacités	25
Influence réciproque de deux lignes	35
CHAPITRE III. — Etude de la saturation du noyau de la bobine	46
Influence de la saturation sur la valeur de l'inductance	46
Possibilités d'existence des différents régimes	53
Cas de l'influence réciproque de 2 réseaux	60
Influence des caractéristiques de la bobine	63
Influence de la tension du réseau à la terre	63
Détermination graphique de la tension du point neutre	65
CHAPITRE IV. — Influence de la longueur des lignes en cas de transport d'énergie à longue distance	70
Influence des résistances	80
Conclusion	83
CONCLUSION GÉNÉRALE A L'ÉTUDE DE LA BOBINE INDUCTIVE DE COMPENSATION ...	84
BIBLIOGRAPHIE	86
TABLE DES MATIÈRES	89

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Tuyères à écoulement non isentropique

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 5 juillet 1938.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

G. ROUSSY.

MAISON ANCIENNE

ÉVREUX. — IMPRIMERIE HENRI DÉVÉ. — 8-7-38.
